

Titre: Modèles électriques et caractérisation de circuits hybrides
Title: multicouches utilisant la méthode des lignes

Auteur: Xiaohong Jiang
Author:

Date: 1997

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Jiang, X. (1997). Modèles électriques et caractérisation de circuits hybrides multicouches utilisant la méthode des lignes [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/6673/>
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/6673/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche:
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÈLES ÉLECTRIQUES ET CARACTÉRISATION
DE CIRCUITS HYBRIDES MULTICOUCHES
UTILISANT LA MÉTHODE DES LIGNES

XIAOHONG JIANG
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
AOÛT 1997



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-33143-1

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

MODÈLES ÉLECTRIQUES ET CARACTÉRISATION
DE CIRCUITS HYBRIDES MULTICOUCHES
UTILISANT LA MÉTHODE DES LIGNES

Présenté par: JIANG Xiaohong

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. BOSISIO Renato. G., M.Sc. A., président

M. WU Ke, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. LAURIN Jean-Jacques, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche, M. le Professeur Ke Wu, de m'avoir fait confiance et d'avoir dirigé le cours de ce travail.

Je voudrais également remercier M. le Professeur Wayne Dai de l'Université de Californie à Santa Cruz, M. le Professeur HONG Wei de l'Université du Sud-Est, Dr. WANG Tongqing, Dr. HAN Liang, Dr. Huang Jifu, Dr. QI Songxin et Dr. ZHU Lei pour leurs nombreux conseils, et leur aide précieuse.

Mes remerciements vont également à M. René Archambault, et à M. Jules Gauthier pour leur aide dans la résolution des problèmes de nature informatique, et dans la fabrication des dispositifs lors de ce travail.

Je remercie MM. les Professeurs Ke Wu, R.G. Bosisio et Jean-Jacques Laurin qui ont accepté de juger ce travail.

Finalement, je remercie tous mes collègues et confrères du POLY-GRAMES pour leur aide et leur soutien moral. Surtout je remercie M. Jean-Daniel Richerd et M. François Boone pour leur aide lors de la rédaction de mon mémoire.

Résumé

On sait bien que des structures planaires intégrées, comme par exemple, des composants micro-rubans ont été beaucoup utilisées dans la conception de circuits intégrés en micro-ondes, ou en ondes millimétriques. La géométrie planaire multicouche offre un schéma très performant pour les applications de circuits intégrés hybrides ou monolithiques. La modélisation précise de ces structures est essentielle pour la prédiction de performances de ces circuits, et pour diminuer le coût de fabrication.

Il n'y a pas de forme analytique pour caractériser les circuits micro-rubans. Leur étude nécessite donc, l'utilisation d'une technique numérique. Dans l'analyse des champs électromagnétiques, il existe généralement deux groupes de méthodes numériques. Le premier groupe est formé des méthodes où l'analyse consiste à discrétiser des champs électromagnétiques dans le domaine des fréquences ou du temps. On trouve parmi ce groupe, la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis. Le second groupe est constitué par des méthodes basées sur les techniques de résolution d'équations intégrales. Ce groupe est formé de méthodes telles que la méthode des moments et la méthode des éléments de frontières. La méthode des lignes appartient principalement au premier groupe. Par contre, cette technique permet une solution analytique selon un axe.

Cela apporte une économie de mémoire et de temps de calcul ainsi qu'une meilleure précision.

Dans ce travail, la méthode des lignes est utilisée pour la modélisation et la caractérisation de circuits multicouches multiconducteurs. Le principe fondamental de cette technique est présenté au chapitre I. Dans le chapitre II, la méthode des lignes est utilisée pour calculer la matrice de capacité d'interconnexion de circuits 2-D et 3-D.

La résolution de problèmes modaux aux fréquences micro-ondes ou millimétriques nécessite une analyse des modes hybrides. Dans les chapitres qui suivent, des résonateurs planaires, ainsi que des discontinuités micro-rubans sont caractérisés à l'aide de la méthode des lignes dynamique.

Les propriétés de rayonnement des résonateurs, en technologie micro-ruban, seuls ou en réseaux sont étudiées dans le chapitre III, où les effets de couplages mutuels et de substrat à dimensions finies, sur la fréquence de résonance complexe, sont particulièrement soulignés. Dans le chapitre IV, une nouvelle condition aux limites, absorbante, est proposée pour l'utilisation de la méthode des lignes. Elle consiste à ajouter un facteur de perte. Cela permet de traiter des ondes en propagation ou évanescents, donc, cette nouvelle condition aux limites est capable de modéliser avec plus de précision des structures ouvertes. Des circuits multi-ports sont étudiés dans le chapitre V. Des discontinuités micro-rubans, comme par exemple, une ligne micro-ruban ouverte, un coude, ou une ligne interrompue par un interstice sont caractérisées. Ces discontinuités sont déposées sur un substrat à dimensions finies ou non-homogène. Des effets de lignes ouvertes sont déterminés avec la condition aux frontières proposée dans le chapitre IV.

Il a été démontré, par la modélisation et la caractérisation de différentes structures dans ce travail, que la méthode des lignes est une technique efficace pour analyser des circuits multicouches dans le cas quasi-statique, et dynamique.

Abstract

It is widely recognized that integrated planar structures such as microstrip components have been extensively used in the design of microwave and millimeter-wave ICs and low-profile planar antennas. Multilayered planar geometry has received considerable attention and presents an important scheme in building up miniaturized hybrid or monolithic integrated circuits and antennas. Accurate analysis and modeling of such structures constitute the cornerstone of the circuit performance prediction leading to effective CAD procedures.

Microwave planar structure, in its basic form, consists of a conducting strip placed on a dielectric substrate which is in turn backed by a conducting ground plane. In spite of its simplicity in construction, it belongs to a family of so-called inhomogeneously filled waveguides, where no simple TEM or waveguide-type TE and TM modes exist independently. Therefore, the characteristics of such microstrip line-based structures cannot be obtained in analytical forms. Fortunately, numerical solutions of rigorous analytical modeling pave a way to deal with those structures.

There are generally two categories of techniques which could be used for the analysis of those structures. One is to discretize the Maxwell equations and solve subsequently the

differential Maxwell equations, which is usually called the finite method, such as finite difference method (FDM), and finite element method (FEM). The other category is based on the integral equation approach such as the method of moments (MoM) and the boundary element method (BEM). The method of lines, an alternative technique, essentially belongs to the first category. However, this technique allows an analytical solution in one dimension, which results in a significant reduction of calculation as well as memory saving.

In this work, the method of lines is used for modeling and characterizing multilayered planar circuits. Its fundamental principle is presented in chapter I. As the first application, this method is used in chapter II, to compute the 2-D and 3-D capacitance matrices of multilayered multiconductor interconnects with finite metallization thickness, and that are embedded in conformal dielectric media.

At microwave frequencies, the hybrid mode solution of the full-wave analysis is essential in any circuit modeling and simulation. In the succeeding chapters, planar resonant structures as well as microstrip discontinuities are analyzed by use of the method of lines under full-wave analysis.

Radiating properties of unbounded microstrip patch resonators and arrays are studied in chapter III, where effects of mutual coupling and finite dielectric extent on complex resonant frequencies are in particular highlighted. In chapter IV, a new concept of lossy absorbing boundary condition which can handle both propagating and evanescent waves is proposed for use in the method of lines to simulate unbounded electromagnetic structures. Microstrip multi-port circuits are characterized in chapter V. Examples are given for unbounded loss effects including microstrip open-end and right-angle bend deposited on a finite dielectric substrate, as well as gap discontinuities on an inhomogeneous layer. The unbounded effects are determined with the lossy absorbing boundary condition proposed in chapter IV. The analysis accounts for all the physical

effects including electromagnetic coupling, evanescent higher-order modes, space-wave radiation and surface-wave leakage losses.

Through the modeling and characterization of a variety of multilayered circuits, it was found that the method of lines has effectiveness and generality of handling a large class of problems under both quasi-static and full-wave analysis.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
TABLE DES MATIÈRES	x
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES FIGURES	xiv
 INTRODUCTION	 1
 CHAPITRE I : MÉTHODE DES LIGNES	 3
1.1 Introduction	3
1.2 Équations fondamentales	3
1.3 Discrétisations	4
1.4 Conditions aux frontières	6
 CHAPITRE II : ANALYSE DE CIRCUITS MULTICOUCHES MULTICONDUCTEURS À L'AIDE DE LA MÉTHODE DES LIGNES EN CAS QUASI-STATIQUE	 8
2.1 Importance de l'extraction des paramètres électriques de circuits multicouches multiconducteurs	8
2.2 Formulation de la méthode utilisée	9
2.3 Exemple de la structure 2-D	11
2.4 Exemple de la structure 3-D	13
2.5 Conclusion	15
 CHAPITRE III : EFFECTS OF MUTUAL COUPLING AND FINITE DIELECTRIC EXTENT ON COMPLEX RESONANT FREQUENCY OF UNBOUNDED MICROSTRIP PATCH	 22

3.1	Présentation	22
3.2	Abstract	24
3.3	Introduction	25
3.4	Theoretical formulation	27
3.5	Results and discussion	33
3.6	Conclusions	36

CHAPITRE IV : THE USE OF ABSORBING BOUNDARY CONDITION IN THE METHOD OF LINES

		49
4.1	Présentation	49
4.2	Abstract	51
4.3	Introduction	51
4.4	Formulation	52
4.5	Results and discussion	54
4.6	Conclusion	55

CHAPITRE V : ANALYSIS OF UNBOUNDED AND BOUNDED CIRCUITS CONSIDERING FINITE SUBSTRATE EXTENT AND INHOMOGENEOUS DIELECTRIC LAYER

		60
5.1	Présentation	60
5.2	Abstract	62
5.3	Introduction	63
5.4	Theory	64
5.5	Results and discussions	68
5.6	Conclusions	70

CHAPITRE VI : SYNTHÈSE.....

CONCLUSION

RÉFÉRENCES	85
-------------------------	----

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Comparaison pour le calcul des capacités en pF de la méthode des lignes avec la technique de réduction des dimensions	14
--	----

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Section transversale d'une structure 2-D.....	12
Figure 2.2	Comparaison de capacité pour la structure 2-D avec le logiciel de CAO 'Raphael' ($d_1 = d_2 = 1.0m, d_3 = 0.4m, d_4 = 0.6m$, $w = 1.0m, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}, \epsilon_{r3} = 1.0, \theta = 45^\circ$).....	16
Figure 2.3	Caractéristique de la convergence de la capacité calculée par la méthode des lignes (Les paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la structure dans la figure 2.2).....	17
Figure 2.4	Calcul de la capacité en fonction de la largeur du onducteur (Les autres paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la structure dans la figure 2.2).....	18
Figure 2.5	Croisement de deux conducteurs.....	19
	(a) Croisement de deux conducteurs	
	(b) Paramètres de chaque couche.	
Figure 2.6	Capacité propre C_{11} d'un croisement $1 \times 1 \times 6$ en fonction de la distance entre les deux conducteurs $d_1 = d_2 = d_4 = d_5 = 1.0m$, le diélectrique de chaque couche reste le même).....	20
Figure 2.7	Capacité de couplage d'un croisement $1 \times 1 \times 6$ en fonction de la distance entre les deux conducteurs ($d_1 = d_2 = d_4 = d_5 = 1.0m$, le diélectrique de chaque couche reste le même).....	21
Figure 3.1	ψ^e at the abrupt transition from ϵ_{r1} to ϵ_{r2}	38
Figure 3.2	(a) Single microstrip patch on a finite dielectric substrate	39
	(b) Two coupled microstrip patches on a finite dielectric substrate ($s = \infty$ corresponds to the infinite substrate , $s \neq \infty$ to the finite substrate).....	40
Figure 3.3	Real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of a rectangular microstrip patch on an	

infinitely extended substrate having a dielectric height d (thickness) as a function of the patch length l ($\epsilon_r = 9.6$, $d = w = 25\text{mil}$).

Comparative studies are made between the results of the spectral domain approach in [10] and those obtained by this technique.41

Figure 3.4 Influence of the finite substrate extent on real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of a rectangular microstrip patch on a finite substrate ($l = 1.0\text{ mm}$, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).....42

Figure 3.5 Calculated real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of two coupled microstrip patches on an infinite substrate ($l = 1.0\text{ mm}$, other related parameters used in this example are the same as those in Fig. 3.3).....44

Figure 3.6 Effects of the finite substrate truncation on real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of two coupled microstrip patches on a finite substrate ($l = 1.0\text{ mm}$, $s = d$, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).....46

Figure 3.7 Resonant frequencies versus the cut depth for a dual-band patch resonator ($l = w = 1.0\text{ mm}$, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).....48

Figure 4.1 Convergence feature of complex effective permittivity of an unbounded microstrip line with respect to the value of the proposed artificial lossy factor for different computational windows ($\epsilon_r' = 8.875$, strip width $w = 1\text{ mm}$, thickness of dielectric substrate $d = 1\text{ mm}$, $f = 5\text{ GHz}$, and nine lines intersecting the strip).57

Figure 4.2 Electrical performance of different artificial lossy factor ϵ_r'' and the proposed empirical formula on the imaginary part of

the normalized propagation constant as a function of frequency with the computational window of $a = 8 \text{ mm}$ (the same geometrical and electrical conditions as in Fig. 4.1).....	58
Figure 4.3 Characteristics of complex effective permittivity versus the size of computational window with the artificial lossy factor obtained by empirical formula compared to Ref. [17] (the same geometrical and electrical conditions as in Fig. 4.1).....	59
Figure 5.1 Discretization arrangement of ψ^e on the interface of two different adjacent dielectrics having $\epsilon_{r,1}$ and $\epsilon_{r,2}$	71
Figure 5.2 Illustrative view of one-port and two-port microstrip discontinuities.....	72
Figure 5.3 Frequency response of the reflection coefficient (power loss) of a microstrip open-end with infinite dielectric extent calculated by our algorithm and the reference [26] ($\epsilon_r = 9.9, w = h = 25 \text{ mil}$).....	73
Figure 5.4 Influence of the finite dielectric extent on the reflection coefficient (power loss) of microstrip open-ends having two different heights ($\epsilon_r = 9.9, w = 25 \text{ mil}, f = 20 \text{ GHz}$).	74
Figure 5.5 Frequency-dependent scattering characteristics of a microstrip bend deposited on an infinite dielectric substrate ($\epsilon_r = 4.5, w_1 = w_2 = 3.0 \text{ mm}, h = 1.6 \text{ mm}$).	75
Figure 5.6 Frequency response of the scattering parameters of a microstrip bend deposited on three different finite extents of the dielectric substrate ($\epsilon_r = 4.5, w_1 = w_2 = 3.0 \text{ mm}, h = 1.6 \text{ mm}$).....	76
Figure 5.7 Scattering characteristics as a function of frequency for a microstrip gap discontinuity having an infinite dielectric extent ($\epsilon_r = 9.9, w = h = 25 \text{ mil}, s = 0.35w$).....	77

Figure 5.8 Power loss (in percentage) versus the normalized width of the notch for a microstrip gap discontinuity (chip-to-chip discontinuity) having two different heights of substrate ($\epsilon_r = 9.9, w = 25\text{mil}, s = 0.175w, f = 30\text{GHz}$).78

Introduction

But de la recherche

Des structures hybrides multicouches représentent des circuits très attrayants et offrent un schéma très performant pour les applications de circuits intégrés dans les micro-ondes ou les ondes millimétriques grâce à leur emballage compact, d'une diminution des parasites et de prix plus bas. La caractérisation et la vérification des modèles de circuits multicouches sont essentielles pour la prédiction de performances de ces circuits et pour la conception des outils de CAO (conception assistée par ordinateur). Le but de ce travail est d'utiliser une technique efficace qui permette de calculer les paramètres électriques de façon rapide et précise afin de pouvoir concevoir des circuits hybrides multicouches.

Méthode utilisée

L'analyse rigoureuse de circuits quelconques débute par des équations différentielles (l'équation Laplace dans le cas quasi-statique, ou l'équation Helmholtz dans le cas dynamique). Il existe plusieurs techniques permettant de résoudre les équations différentielles. On pense par exemple aux différences finies, aux méthodes spectrales, aux éléments finis.

La méthode des lignes a été développée par des mathématiciens pour résoudre des équations différentielles. Cette méthode a certaines similarités avec la méthode des différences finies. La différence principale dans la méthode des lignes est: pour un système d'équations différentielles, toutes les variables indépendantes sauf une sont discrétisées pour obtenir un système d'équations différentielles à une variable. Cette procédure semi-analytique peut faire gagner beaucoup de temps en calcul. D'ailleurs, il n'y a pas de problème de convergence relative, qui apparaît souvent dans pas mal de techniques numériques.

La méthode des lignes convient parfaitement pour analyser des circuits multicouches à cause de sa caractéristique semi-analytique. Donc, dans cet ouvrage, on a choisi cette méthode pour l'analyse de circuits multicouches. La méthode des lignes a été principalement utilisée dans le cas où l'épaisseur des conducteurs est négligée, et où le substrat est infini. Dans ce travail, on va généraliser cette méthode pour pouvoir tenir compte de l'épaisseur du conducteur dans le cas quasi-statique, et étudier l'influence des substrats finis dans le cas dynamique.

Organisation du mémoire

Cet ouvrage se divise en trois parties où la première, qui est aussi le premier chapitre, donne un bref aperçu de la méthode des lignes, y compris le principe fondamental de cette méthode. Dans la deuxième partie qui comprend le deuxième chapitre, l'extraction de la matrice des capacités de circuits multicouches multiconducteurs est effectuée par la méthode des lignes dans le cas quasi-statique. On a généralisé cette technique pour pouvoir tenir compte de l'épaisseur du conducteur qui peut être encastré dans un substrat de section quelconque. La troisième partie de l'ouvrage rassemble, dans les trois derniers chapitres, diverses applications de la méthode des lignes dans le cas dynamique. Les propriétés de radiation des résonateurs, en technologie micro-ruban, seuls ou en réseaux sont étudiées dans le chapitre III, où les effets de couplages mutuels et de substrat à dimensions finies, sur la fréquence de résonance complexe sont soulignés. Dans le chapitre IV, une nouvelle condition aux frontières, absorbante, est proposée pour l'utilisation de la méthode des lignes. Elle consiste à ajouter un facteur de perte. Cela permet de traiter des ondes en propagation ou évanescences. En utilisant la condition aux frontières proposée dans le chapitre IV, des discontinuités micro-ondes, comme par exemple, une ligne micro-ruban ouverte, un coude ou une ligne interrompue par un interstice sont caractérisées dans le chapitre V, en tenant compte du substrat à extension finie ou non-homogène.

CHAPITRE I

MÉTHODE DES LIGNES

1.1 Introduction

On sait que la résolution des équations différentielles ou plus généralement des équations aux dérivées partielles occupe une place importante en ingénierie et en mathématiques appliquées. La méthode des lignes a été développée par des mathématiciens pour résoudre des équations aux dérivées partielles. Cette méthode a été choisie plus tard pour l'analyse des champs électromagnétiques puisqu'elle offre plusieurs avantages intéressants comparativement aux méthodes dites directes telles que les différences finies ou les éléments finis. Les avantages proviennent du fait que, pour une structure de trois dimensions, la méthode des lignes ne nécessite des discrétisations que selon deux dimensions et qu'une solution analytique est appliquée selon la dimension qui reste. Cela permet la réduction de la taille des matrices. La mémoire vive requise évolue selon N^2 où N est le nombre de lignes, la densité des lignes peut donc devenir très élevée. Un nombre de couches arbitraires peut être traité selon la dimension qui est résolue analytiquement. La précision du calcul est excellente grâce à la haute densité de lignes possible ainsi qu'à la solution analytique appliquée selon une dimension. La méthode converge d'une façon monotone avec un nombre de lignes qui augmente. Les résultats obtenus à l'aide de la méthode des lignes sont parmi les plus précis retrouvés dans la littérature.

Le principe fondamental de cette méthode est présenté brièvement dans ce chapitre, et ses diverses applications seront présentées en détail dans les chapitres qui suivent.

1.2 Équations fondamentales

On peut calculer des champs électromagnétiques à l'aide des potentiels électriques ou magnétiques. Dans le cas quasi-statique, ces potentiels doivent vérifier l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

Tandis que dans le cas dynamique, l'équation Helmholtz doit être satisfaite

$$\frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi^{e(h)}}{\partial z^2} + \varepsilon_r k_0^2 \psi^{e(h)} = 0 \quad (2)$$

Les champs électromagnétiques peuvent être calculés par

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \nabla \times \nabla \times (\psi^e \vec{u}_z) / j\omega\varepsilon - \nabla \times (\psi^h \vec{u}_z) \\ \vec{H} &= \nabla \times (\psi^e \vec{u}_z) + \nabla \times \nabla \times (\psi^h \vec{u}_z) / j\omega\mu_0 \end{aligned} \quad (3)$$

1.3 Discrétisations

La méthode des lignes consiste à discrétiser directement l'équation différentielle. Pour une équation différentielle telle que l'équation (1) ou (2), les potentiels sont discrétisés selon les directions x et z, et une solution analytique est obtenue dans la direction y. De telles discrétisations peuvent être formulées d'une façon matricielle, et les définitions des variables se trouvent dans les références [1] et [2] :

Dans la direction x, on a

$$\begin{aligned} [r_{xe}]^{-1} [h_x \frac{\partial \psi^h}{\partial x}] [r_{yh}]^{-1} &= [D_{yh}] [\phi^h] \\ [r_{yh}]^{-1} [h_x \frac{\partial \psi^e}{\partial x}] [r_{xe}]^{-1} &= [D_{xe}] [\phi^e] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} [r_{yh}]^{-1} [h_x^2 \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial x^2}] [r_{yh}]^{-1} &= [D_{xe}] [D_{yh}] [\phi^h] = [D_{xx}^h] [\phi^h] \\ [r_{xe}]^{-1} [h_x^2 \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x^2}] [r_{xe}]^{-1} &= [D_{yh}] [D_{xe}] [\phi^e] = [D_{xx}^e] [\phi^e] \end{aligned} \quad (5)$$

avec

$$\begin{aligned} [\phi^h] &= [r_{yh}]^{-1} [\psi^h] [r_{yh}]^{-1} \\ [\phi^e] &= [r_{xe}]^{-1} [\psi^e] [r_{xe}]^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} [r_{yh}] &= \text{diag}(\sqrt{h_x/h_u}) \\ [r_{xe}] &= \text{diag}(\sqrt{h_x/e_u}) \end{aligned} \quad (7)$$

et dans la direction z, on a

$$\begin{aligned} [r_{yh}]^{-1} [h_z \frac{\partial \psi^h}{\partial z}] [r_{ze}]^{-1} &= [\phi^h] [D_{zh}]' \\ [r_{ze}]^{-1} [h_z \frac{\partial \psi^e}{\partial z}] [r_{yh}]^{-1} &= [\phi^e] [D_{ze}]' \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} [r_{yh}]^{-1} [h_z^2 \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial z^2}] [r_{yh}]^{-1} &= [\phi^h] [D_{zh}]' [D_{ze}]' = [\phi^h] [D_{zz}^h]' \\ [r_{ze}]^{-1} [h_z^2 \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial z^2}] [r_{ze}]^{-1} &= [\phi^e] [D_{ze}]' [D_{zh}]' = [\phi^e] [D_{zz}^e]' \end{aligned} \quad (9)$$

avec

$$\begin{aligned} [r_{zh}] &= \text{diag}(\sqrt{h_z/h_{zh}}) \\ [r_{ze}] &= \text{diag}(\sqrt{h_z/e_{zh}}) \end{aligned} \quad (10)$$

Des opérateurs différentiels mixtes s'écrivent:

$$\begin{aligned} [r_{ze}]^{-1} [h_z h_z] \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial z \partial x} [r_{ze}]^{-1} &= [D_{zh}] [\phi^h] [D_{zh}]' \\ [r_{zh}]^{-1} [h_z h_z] \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x \partial z} [r_{zh}]^{-1} &= [D_{ze}] [\phi^e] [D_{ze}]' \end{aligned} \quad (11)$$

Les matrices dans les équations (7) et (10) contiennent des informations de la distance entre chaque ligne dans la direction correspondante. Les éléments des opérateurs différentiels d'ordre un dans (4) et (8) dépendent des conditions aux frontières.

1.4 Conditions aux frontières

Les potentiels doivent satisfaire des conditions aux frontières suivantes:

Sur le mur électrique

$$\psi^e = 0; \frac{\partial \psi^h}{\partial n} = 0 \quad (12)$$

Sur le mur magnétique

$$\psi^h = 0; \frac{\partial \psi^e}{\partial n} = 0 \quad (13)$$

où n dénote la direction de la normale sur le mur correspondant.

Pour des structures ouvertes, on doit utiliser des conditions aux frontières absorbantes, soit d'une approximation d'ordre deux, soit d'une approximation d'ordre trois. Les conditions aux frontières absorbantes sont décrites en détail dans chapitres III et IV.

CHAPITRE II

ANALYSE DE CIRCUITS MULTICOUCHES MULTICONDUCTEURS À L'AIDE DE LA MÉTHODE DES LIGNES

Dans ce chapitre, on utilise la méthode des lignes pour calculer la matrice de capacité de circuits multicouches multiconducteurs. On tient compte de l'épaisseur du conducteur qui peut être encastré dans un substrat de section quelconque. Des exemples sont donnés pour des structures 2-D et 3-D. Par comparaison avec d'autres méthodes, on a trouvé que cette technique est efficace pour traiter des structures de topologie arbitraire.

2.1 Introduction

Les circuits multicouches multiconducteurs sont devenus de plus en plus importants à cause des points suivants: un emballage compact qui mène à une petite dimension, une connexion facile entre les conducteurs, une diminution des parasites, et un prix plus bas. Donc l'extraction des paramètres électriques de circuits multicouches devient essentielle pour la conception de circuits numériques à haute vitesse.

Il existe généralement deux groupes de méthodes numériques pour l'analyse de circuits multicouches. Le premier groupe est formé des méthodes où l'analyse consiste à discrétiser des champs électromagnétiques dans le domaine de fréquence ou du temps. On trouve parmi ce groupe, la méthode des différences finies (FDM) [3] et la méthode des éléments finis (FEM) [4]. Le second groupe est constitué par des méthodes basées sur les techniques de résolution des équations intégrales. Ce groupe est formé de méthodes telles que la méthode de moments (MoM) [5] et la méthode des éléments aux frontières (BEM) [6]. La méthode des lignes (MdL) appartient principalement au premier groupe. Par contre, cette technique permet une solution analytique selon un axe, comme on l'a

expliqué précédemment. Le principe fondamental de cette technique a été résumé dans le chapitre I, ainsi que dans les références [1] et [2].

2.2 Formulation de la méthode utilisée

La méthode des lignes convient parfaitement pour analyser des circuits multicouches à cause de sa caractéristique semi-analytique.

Dans le cas quasi-statique, on peut calculer des champs électromagnétiques à l'aide des potentiels électriques ou magnétiques. Ces potentiels doivent vérifier l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

On n'est pas en mesure de résoudre cette équation analytiquement. Alors, on a besoin d'une technique numérique pour discrétiser cette équation, et obtenir une solution approximative.

En utilisant la méthode des lignes, on n'a qu'à discrétiser l'équation de Laplace selon les axes x et y , et on laisse les potentiels analytiques selon l'axe z . En faisant cela, on peut décrire facilement et précisément la variation des potentiels dans la direction z .

Dans la plupart des problèmes, on utilise une discrétisation non-équidistante. Ceci est essentiel pour économiser la mémoire et ainsi gagner beaucoup de temps de calcul. Si on utilise une discrétisation non-équidistante, on doit définir la distance entre chaque ligne, et on a besoin d'introduire des potentiels normalisés pour obtenir des opérateurs de différences symétriques pour les dérivées d'ordre deux. Dans ce cas, on a les expressions des dérivées partielles d'ordre deux comme suit:

$$[r_x]^{-1} h_x^2 \frac{\partial^2 [\phi]}{\partial x^2} [r_y]^{-1} = [D_{xx}] [\phi] \quad (2)$$

$$[r_x]^{-1} h_y^2 \frac{\partial^2 [\phi]}{\partial y^2} [r_y]^{-1} = [\phi] [D_{yy}]' \quad (3)$$

où $[\phi]$ dénote les potentiels à chaque couche, $[D_{xx}]$ et $[D_{yy}]$ sont des opérateurs de différences d'ordre deux. $[\phi]$ est le vecteur potentiel normalisé défini par

$$[\phi] = [r_x] [\phi] [r_y] \quad (4)$$

avec

$$[r_x] = \text{diag} \sqrt{h_x / e_{xi}}, i = 1, N_x \quad (5)$$

$$[r_y] = \text{diag} \sqrt{h_y / e_{yk}}, k = 1, N_y \quad (6)$$

Les matrices $[r_x]$ et $[r_y]$ comprennent des informations sur la distance entre chaque ligne de discrétisation selon les axes x et y , respectivement. N_x et N_y sont les nombres de lignes selon les axes correspondants.

En remplaçant les expressions (2) et (3) dans l'équation (1), on peut obtenir

$$\frac{[D_{xx}]}{h_x^2} [\phi] + [\phi] \frac{[D_{yy}]'}{h_y^2} + \frac{d^2 [\phi]}{dz^2} = 0 \quad (7)$$

Dans l'équation (7), il y a toujours trois composantes qui sont couplées l'une avec l'autre. Par conséquent, on n'est pas capable d'obtenir une solution directe. Le découplage de l'équation nécessite la diagonalisation des matrices $[D_{xx}]$ et $[D_{yy}]$:

$$[T_x]^{-1} [D_{xx}] [T_x] = \text{diag}[d_{xx}] \quad (8)$$

$$[T_v]^{-1}[D_{vv}][T_v] = \text{diag}[d_{vv}] \quad (9)$$

où T_x et T_v sont les matrices de passage. On peut ainsi considérer des potentiels $[U]$ dans le domaine transformé:

$$[\phi] = [T_x][U][T_v]^{-1} \quad (10)$$

Après ces manipulations de transformations matricielles, on obtient un système d'équations découplées, dont on peut avoir la solution directe

$$\frac{\text{diag}[d_{xx}]}{h_x^2}[U] + [U]\frac{\text{diag}[d_{vv}]}{h_v^2} + \frac{d^2[U]}{dz^2} = 0 \quad (11)$$

Finalement, on doit faire une transformation inverse pour revenir au domaine original, et adapter les potentiels pour satisfaire des conditions aux interfaces. Cela nous donnera les distributions des potentiels et plus tard la capacité.

2.3 Exemple de la structure 2-D

La première structure analysée fut illustrée à la figure 2.1. C'est une structure de trois couches, le conducteur peut être encastré dans un substrat de section quelconque. L'utilisation de la méthode des lignes nécessite une décomposition de la structure en tranches. L'équation de Laplace est appliquée à chaque tranche, et la discrétisation se fait dans la direction x [1]. Pour considérer l'épaisseur du conducteur, un ajustement des conditions aux frontières doit être fait, selon la relation suivante, dans le substrat (région II) où le conducteur est encastré:

$$\varphi'' = \varphi_{real}'' - V \quad (12)$$

Ceci permet de satisfaire les conditions aux frontières imposées par la méthode des lignes.

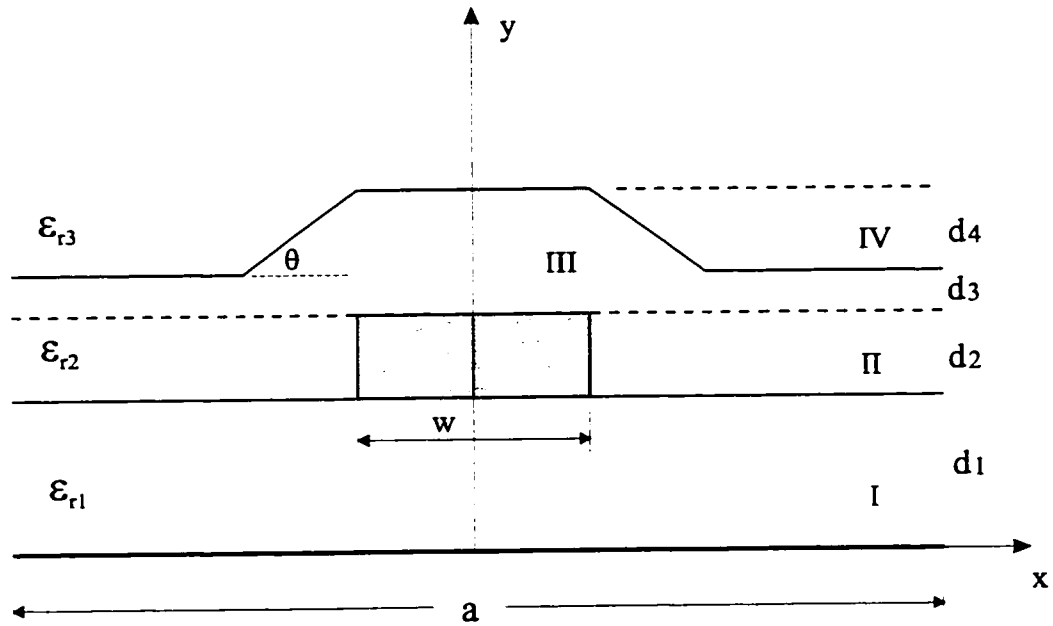


Figure 2.1: Section transversale d'une structure 2-D.

Alors quand on impose une tension V sur le conducteur, ça veut dire que quand $\varphi_{real}'' = V, \varphi'' = 0$.

Les conditions aux frontières aux interfaces sont données par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \varphi_n'''(y_n) &= \varphi_n^{IV}(y_n) \\ \varepsilon_{r2} \frac{\partial \varphi_n'''(y_n)}{\partial y} &= \varepsilon_{r3} \frac{\partial \varphi_n^{IV}(y_n)}{\partial y} \end{aligned} \quad (13)$$

Des murs magnétiques peuvent être placés à la limite du domaine de calcul selon l'axe x , en autant que ces derniers soient assez loin du conducteur. Puisque les potentiels sont formulés analytiquement dans la direction y , on peut traiter facilement des interfaces de section quelconque.

En utilisant la méthode décrite ci-dessus, on a calculé la capacité de la structure présentée à la figure 2.1. La figure 2.2 montre une comparaison entre les capacités, en fonction de la permittivité du diélectrique, calculées par la méthode des lignes, et celles obtenues, et indiquées ici par des étoiles, à l'aide d'un logiciel de CAO "Raphael" [7], qui est basé sur la méthode des différences finies. On remarque donc qu'il y a une bonne concordance entre les deux résultats. La caractéristique de capacité en fonction de la fenêtre de calcul est montrée à la figure 2.3. On voit bien que la capacité converge d'une façon monotone avec le domaine de calcul. Les courbes de capacités en fonction de la largeur du conducteur sont données à la figure 2.4. Les résultats calculés à l'aide de Raphael, et indiqués par des étoiles, sont en très bon accord.

2.4. Exemple de la structure 3-D

La figure 2.5 présente une interconnexion de deux conducteurs. C'est un circuit de cinq couches. Les conducteurs sont encastrés dans des substrats avec deux plans de masse parallèles au dessus et en dessous. L'équation de Laplace est appliquée à chaque couche. Par une procédure similaire, on fait des discrétisations, le découplage et le traitement des conditions aux frontières comme on les a faits dans l'exemple de 2-D.

On doit bien noter que dans les régions II, and IV qui contiennent des conducteurs, on doit faire un ajustement des conditions aux frontières tel que les conditions de Dirichlet soient satisfaites aux surfaces des conducteurs:

$$\begin{aligned}\varphi'' &= \varphi_{real}'' - V_2 \\ \varphi^{IV} &= \varphi_{real}^{IV} - V_4\end{aligned}\quad (14)$$

Ensuite, les potentiels électriques ainsi que les densités de charges doivent être continus à chaque interface. Le reste est semblable à ce qu'on a fait dans le problème de 2D. La matrice de capacité peut être déterminée, en fixant à l'unité à tour de rôle, les potentiels de chaque conducteur, et en calculant à chaque fois les densités de charges sur tous les conducteurs.

Un croisement de deux conducteurs, dont la structure est donnée à la figure 2.5, a été analysé, et les résultats de la matrice de capacité sont comparés à ceux obtenus grâce à la technique de réduction des dimensions (DRT) [8]. La comparaison est présentée au tableau 2.1.

Tableau 2.1: Comparaison pour le calcul des capacités en pF de la MdL avec la technique de réduction des dimensions.

CONDUCTEUR TAILLE EN m	MdL C_{11}	DRT[8] C_{11}	DIFFÉRENCE	MdL C_{12}	DRT[8] C_{12}	DIFFÉRENCE
1 ⋄ 1 ⋄ 6	837.74	861.19	2.7%	-242.82	-244.61	0.7%
1 ⋄ 1 ⋄ 7	974.91	1007.32	3.2%	-248.93	-252.43	1.4%
1 ⋄ 1 ⋄ 8	1109.75	1125.26	1.4%	-252.37	-261.10	3.4%
1 ⋄ 1 ⋄ 9	1243.36	1235.39	0.6%	-254.46	-265.22	4.0%
1 ⋄ 1 ⋄ 10	1376.39	1379.60	0.2%	-255.87	-266.33	3.9%

On remarque que les deux résultats sont très proches. Cependant, la technique DRT ne peut traiter que des structures très régulières, tandis que la méthode des lignes est capable de traiter des structures de topologie très compliquée. D'ailleurs, grâce à la discrétisation non-équidistante, le calcul n'a pas nécessité beaucoup de mémoire à mesure que la dimension de ce système augmente.

Les courbes de capacité propre C_{11} ($C_{22} = C_{11}$ pour cette structure) et de capacité de couplages C_{12} ($C_{21} = C_{12}$) en fonction de la distance entre les deux conducteurs sont données aux figures 2.6 et 2.7, en ce qui concerne trois types de substrats ($\epsilon_r = 2.56, 3.9$ et 4.5).

2.5. Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode des lignes a été utilisée pour calculer la matrice de capacité de circuits multicouches multiconducteurs. On a généralisé cette technique pour pouvoir tenir compte de l'épaisseur du conducteur qui peut être encastré dans un substrat de section quelconque. On a vu que c'est une technique efficace pour modéliser des circuits compliqués en cas quasi-statique. Dans les chapitres qui suivent, cette technique va être utilisée dans l'analyse dynamique (full-wave analysis).

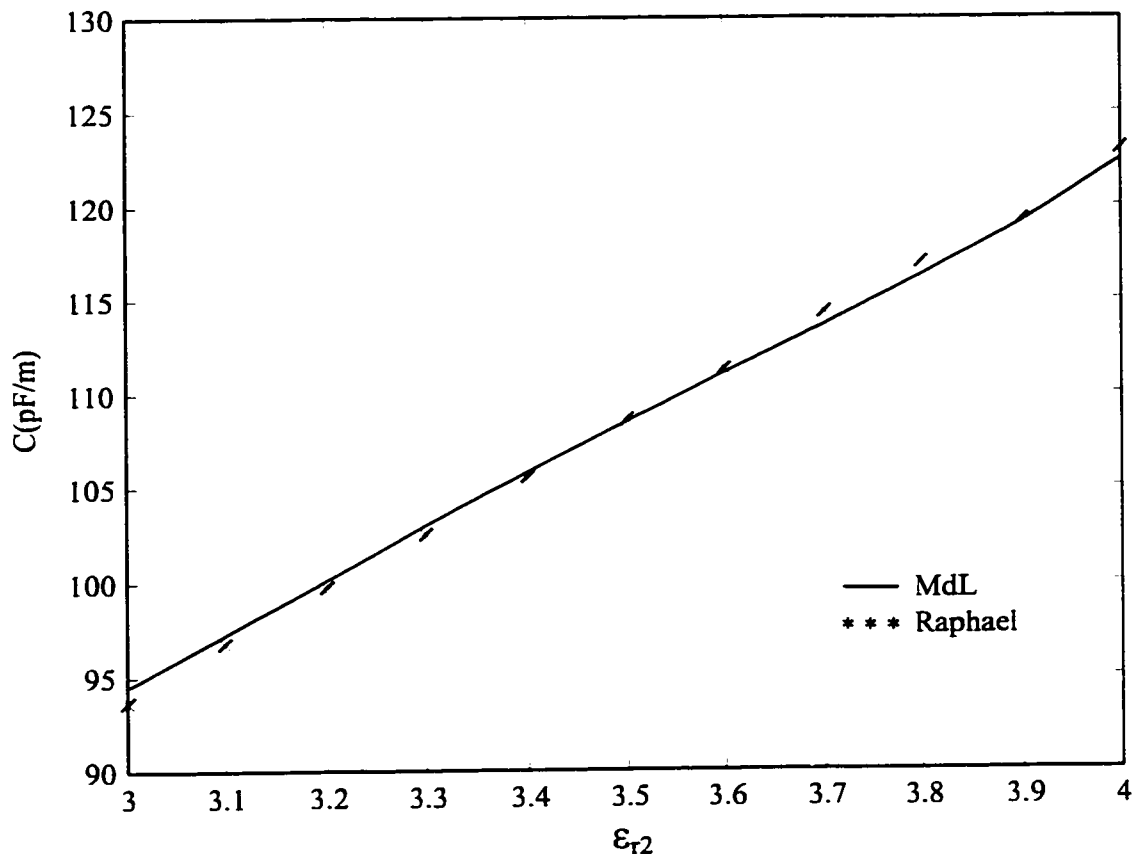


Figure 2.2: Comparaison de capacité pour la structure 2-D avec le logiciel de CAO 'Raphael' ($d_1 = d_2 = 1.0m, d_3 = 0.4m, d_4 = 0.6m, w = 1.0m, \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}, \epsilon_{r3} = 1.0, \theta = 45^\circ$).

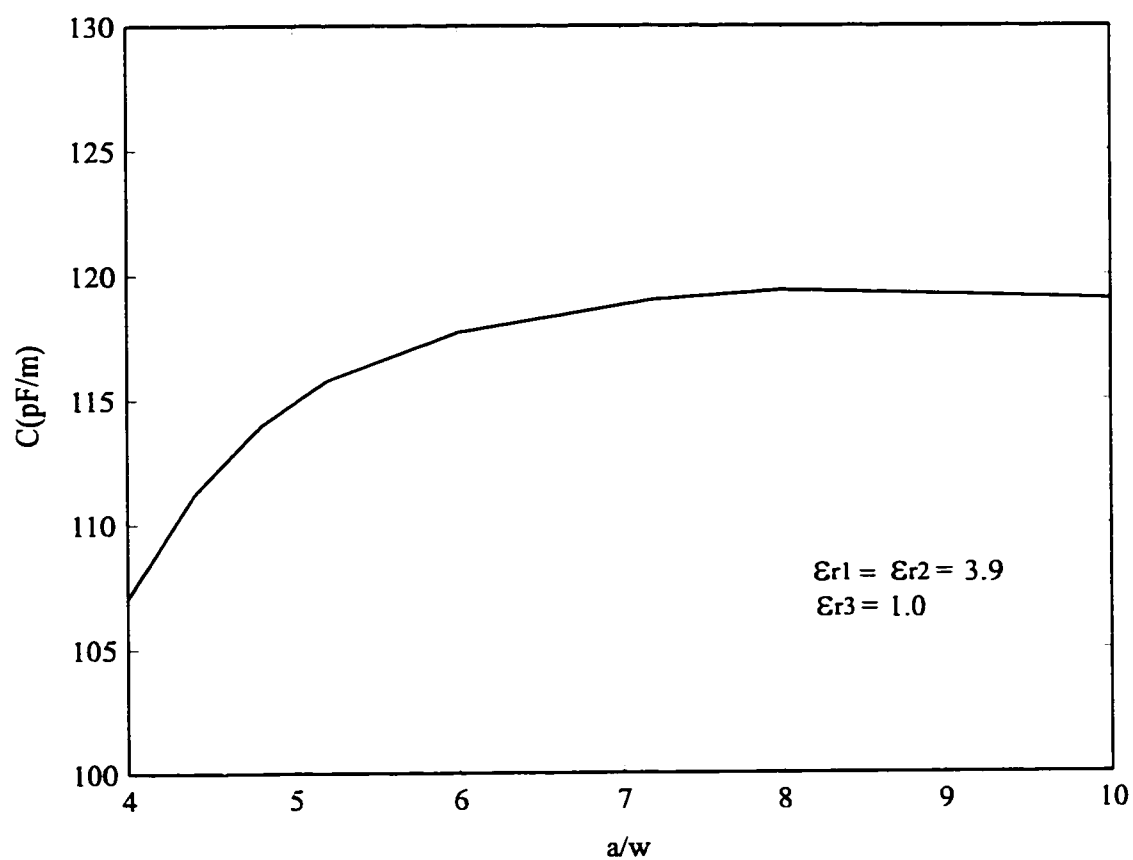


Figure 2.3: Caractéristique de la convergence de la capacité calculée par la méthode des lignes (Les paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la structure dans la figure 2.2).

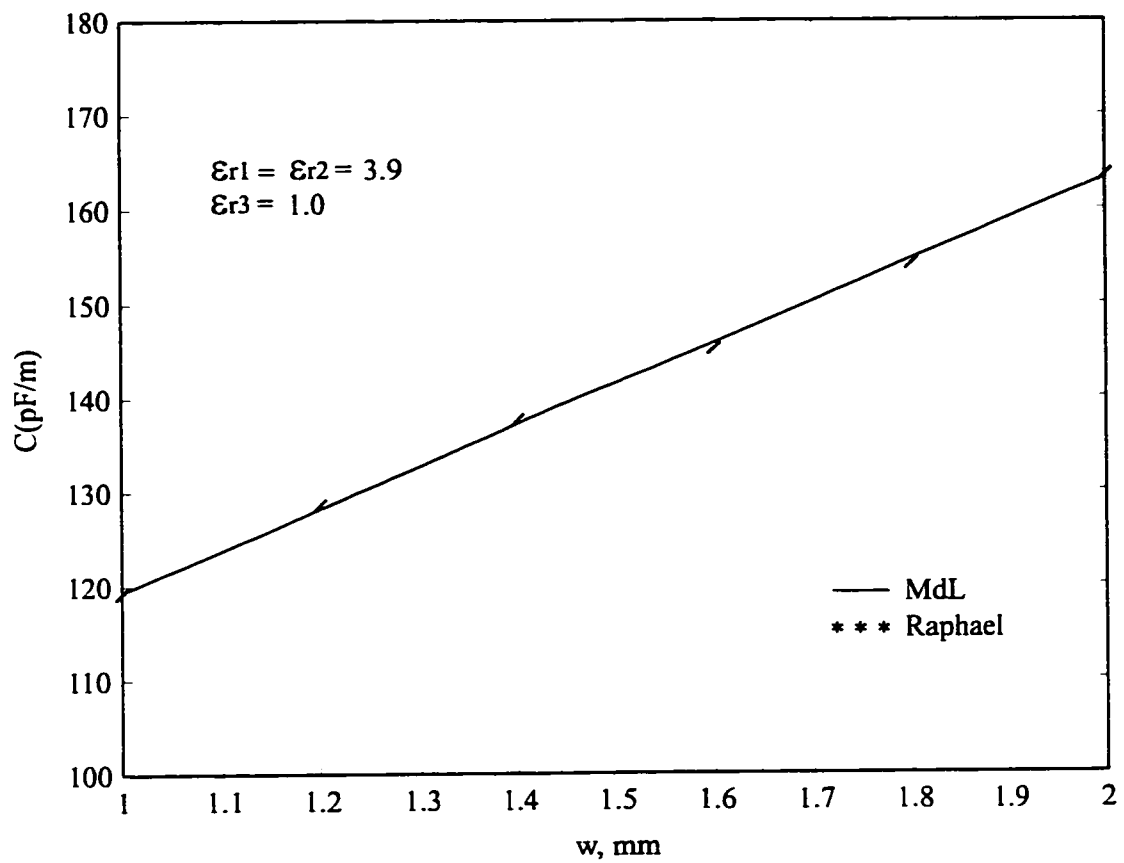
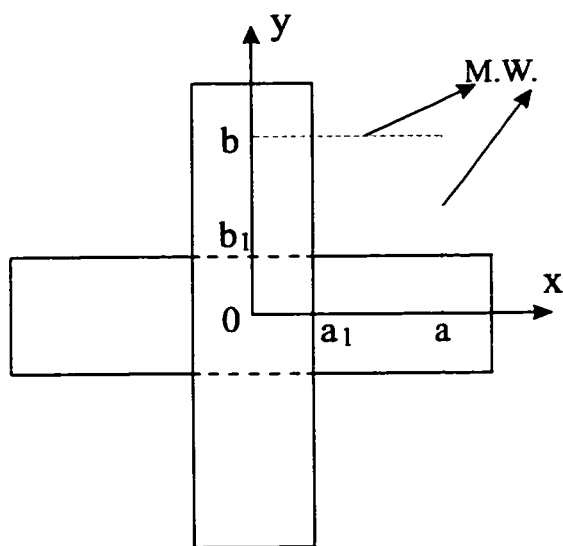
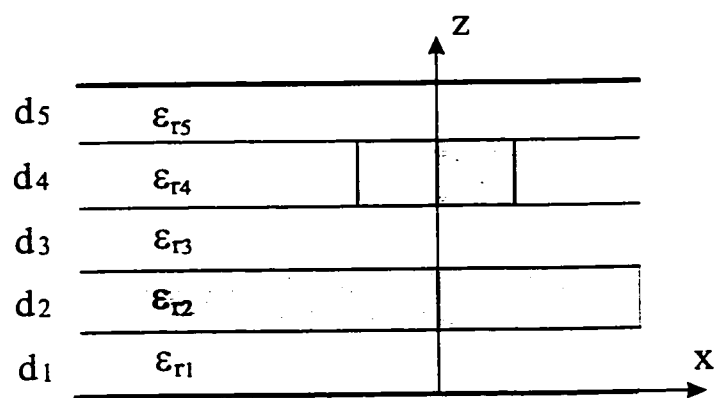


Figure 2.4: Calcul de la capacité en fonction de la largeur du conducteur (Les autres paramètres de la structure sont les mêmes que ceux de la structure dans la figure 2.2).



(a)



(b)

Figure 2.5: Croisement de deux conducteurs

(a) Croisement de deux conducteurs (b) Paramètres de chaque couche.

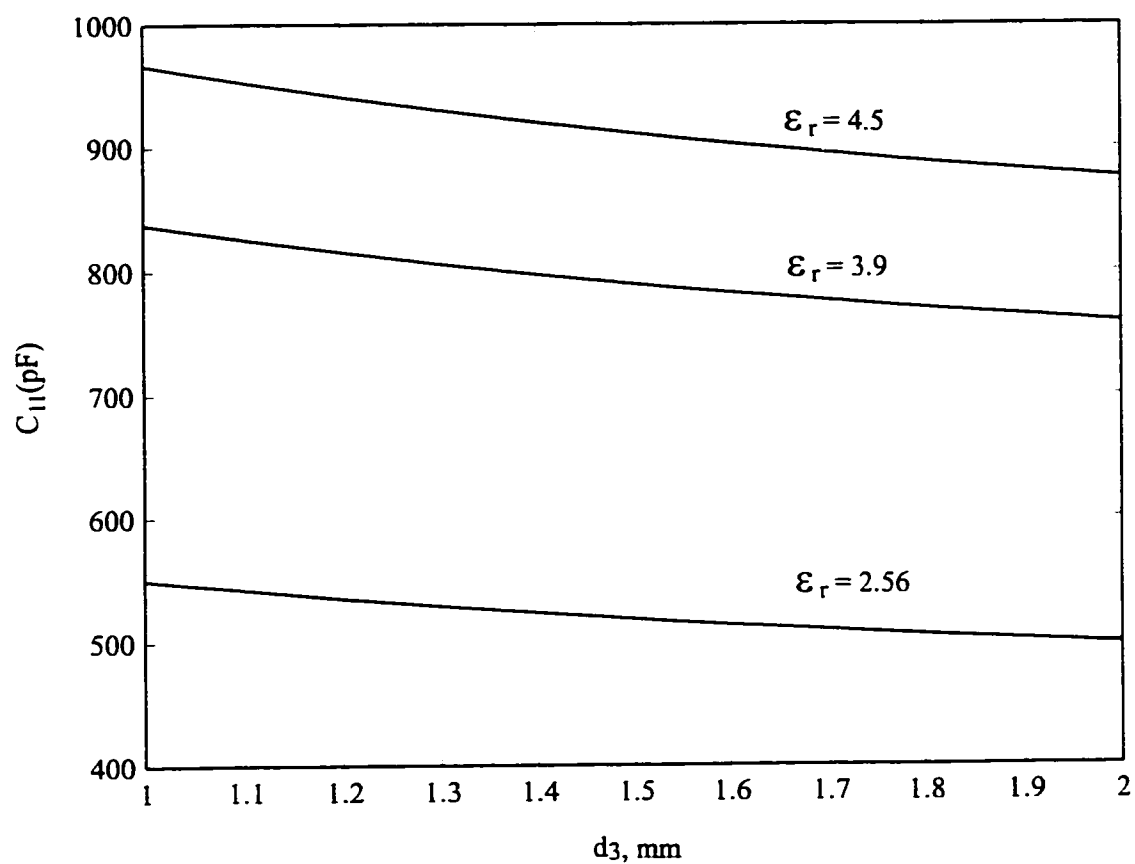


Figure 2.6: Capacité propre C_{11} d'un croisement $1 \times 1 \times 6$ en fonction de la distance entre les deux conducteurs ($d_1 = d_2 = d_4 = d_5 = 1.0m$, le diélectrique de chaque couche reste le même).

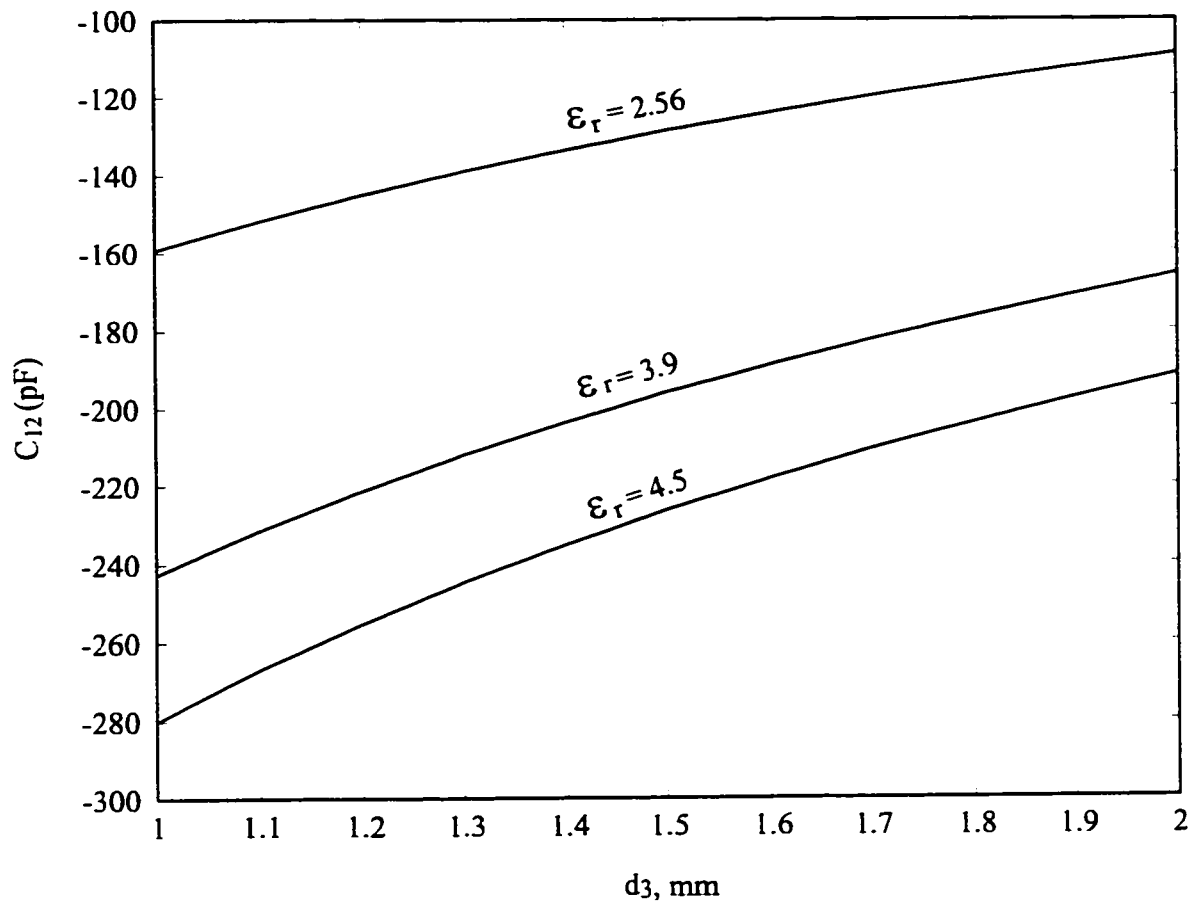


Figure 2.7: Capacité de couplage d'un croisement $1 \times 1 \times 6$ en fonction de la distance entre les deux conducteurs ($d_1 = d_2 = d_4 = d_5 = 1.0m$, le diélectrique de chaque couche reste le même).

CHAPITRE III

EFFECTS OF MUTUAL COUPLING AND FINITE DIELECTRIC EXTENT ON COMPLEX RESONANT FREQUENCY OF UNBOUNDED MICROSTRIP PATCH

3.1 Présentation

Dans le chapitre précédent, la caractérisation de circuits multicouches multi-conducteurs a été effectuée à l'aide de la méthode des lignes, en cas quasi-statique. Par contre, la modélisation de circuits micro-ondes nécessite une analyse dynamique pour une conception ou simulation précise en hautes fréquences. Dans les chapitres qui suivent, on va étudier des circuits multicouches en utilisant la méthode des lignes en cas dynamique.

Ce chapitre, ainsi que les chapitres qui suivent, à la différence de la forme classique, est présenté selon les normes et procédures concernant les mémoires par articles intégrés. L'article traitant la technique proposée, a été soumis pour publication dans la revue "IEEE Transactions on Antennas and Propagations".

Les structures planaires intégrées telles que les lignes micro-rubans ont été largement utilisées dans le design des circuits intégrés micro-ondes ou en ondes millimétriques et d'antenne planes à faible profile où le rayonnement de la topologie considérée doit être étudié dans un espace illimité. Dans des applications pratiques, le substrat du circuit possède toujours des dimensions limitées et est habituellement intentionnellement découpé dans les régions en champs proche du circuit de façon à obtenir le système le plus compacte possible. Ainsi, le design d'antennes planaires actives ou passives doit tenir compte, aux très hautes fréquences, des effets dus aux dimensions finies et réduites du support diélectrique. Les couplages parasites avec éléments rayonnants adjacents compliquent aussi énormément l'étude dans le cas de réseaux d'antennes rectangulaires

ou de forme arbitraire. C'est pourquoi une analyse théorique complète des champs électromagnétiques, et des caractéristiques complexes des fréquences de résonance, en tenant compte des dimensions finies du diélectrique et des couplages mutuels, est d'une importance capitale pour obtenir des prédictions fiables concernant les performances réelles des dispositifs. Cette démarche débouchera sur une procédure efficace de conception assistée par ordinateur (CAD).

Dans l'article qui suit, on va caractériser des résonateurs planaires. L'article se déroule en commençant par une description générale de la technique utilisée, la méthode des lignes. Cette technique est formulée de manière à tenir compte des dimensions finies du substrat. Les équations différentielles d'Helmholtz, et de Sturm-Liouville, sont traitées compte tenu de ces conditions frontières, pour aboutir à la description des fonctions potentiels électriques et magnétiques. La caractérisation des propriétés de rayonnements est réalisée grâce à l'utilisation de conditions absorbantes basées sur l'approximation de Pade. Des résultats seront ultérieurement présentés et discutés dans le cas du calcul de fréquence de résonance complexe pour différents résonateurs en technologie micro-rubans, pour des antennes imprimées, de formes rectangulaires ou arbitraires, aussi bien pour le cas de substrats finis qu'infinis et enfin pour des réseaux impliquant deux antennes, là encore en considérant des substrats finis et infinis.

EFFECTS OF MUTUAL COUPLING AND FINITE DIELECTRIC EXTENT ON COMPLEX RESONANT FREQUENCY OF UNBOUNDED MICROSTRIP PATCH

*Xiaohong JIANG and Ke WU**

Poly-Grames Research Center
Dept. of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal
C.P. 6079, Succ. "Centre-Ville", Montréal, Québec
Canada, H3C 3A7

* also with
Telecommunication Research Center
Department of Electronic Engineering, City University of Hong Kong
Tat Chee Avenue, Kowloon, Hong Kong

ABSTRACT

Radiating properties of unbounded microstrip patch resonators and arrays are studied with an efficient field-theoretical model. Effects of mutual coupling and finite dielectric extent on complex resonant frequency are in particular highlighted in this work. The proposed modeling technique is based on the scheme of the method of lines, allowing effective consideration of multilayered regular and irregular patch topologies. The algorithm incorporates an absorbing boundary condition using the Padé approximation to simulate any potential radiation and leakage losses. Examples are presented for complex resonant frequencies of single and coupled patches, showing interesting features of the finite extent of dielectric substrate on resonance and radiation characteristics.

* This work is financially sponsored by the Canadian Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) under the scheme of strategic research project.

3.3 Introduction

Integrated planar structures such as microstrip components have been widely used in the design of microwave and millimeter-wave ICs as well as low-profile planar antennas when unbounded radiating topology is considered. Multilayered planar geometry has received considerable attention and presents a unique scheme in building up miniaturized hybrid or monolithic integrated circuits and antennas. In a practical application, the circuit substrate is always finitely extended and is usually truncated intentionally in the vicinity of the circuit region such that the whole system can be made very compact. On the other hand, multichip assembling on the common circuit board creates in most cases notch discontinuities of hybrid dielectric layers. In addition, multilayered or inhomogeneous dielectric composite substrate [9] may be used to prevent the guided-wave structure such as grounded coplanar waveguide (CPW) from potential mode conversion and leakage loss.

Obviously, the three-dimensional nature of the finite substrate and its effects on circuit performance are challenging issues in the design, modeling and characterization of such a realistic planar structure. These aspects are much more pronounced if higher operating frequencies are used. It can be expected that radiation, leakage and other parasitic proximity effects cannot be ignored for unbounded circuit environment. Finite dielectric extent and mutual coupling of two adjacent elements should be rigorously modeled.

Passive and active planar antenna design also has to deal with high-frequency effects of the finite dielectric extent. Parasitic coupling of adjacent radiating elements is always a complicated issue if arbitrary planar patches are deployed in the design of a planar antenna array. Actually, the mutual coupling between two elements of concern can be effectively reduced if part of dielectric substrate is removed between them. However, this inhomogeneous three-dimensional layered topology is difficult to model and its analysis/CAD tools have to be developed.

To simplify the modeling consideration, characterization of circuit resonator and antenna patch is unified in a single framework. Therefore, field-theoretical analysis of resonant characteristics in terms of complex frequency considering the finite dielectric extent and mutual coupling (if applicable) constitutes the cornerstone of the performance prediction, leading to an effective CAD procedure. Although a number of techniques have been reported to characterize the resonant frequency of these patch structures [9] - [13] printed on infinitely extended dielectric substrate, little research work is found in connection with the study of effects of the finite or inhomogeneous substrate on radiating and resonant performance. Effects of the finite dielectric substrate [14]-[16] should be taken into account in the design. This is in particular significant for the circuit resonator and antenna patch because its operating bandwidth is usually narrow. Therefore, an accurate prediction of its resonant properties is the key to its successful application.

The method of lines is a well-established numerical tool that provides a simple means to deal with complex problems, in particular, multilayered planar structures. In each dielectric layer, the differential wave equation such as Helmholtz equation in the dynamic case or Laplace equation in the static case is two-dimensionally discretized while analytical solution is obtained in the remaining coordinate. The semi-analytical nature of this approach makes its computational effort much less than some other techniques when applied to the same kind of problems. In addition, it can effectively avoid the choice of basis functions and also the problem of relative convergence. This technique has shown its effectiveness and generality of handling a large class of electromagnetic problems related to both quasi-static and full-wave analyses.

The method of lines has been successfully used in the analysis of radiating planar microstrip resonators on infinitely extended homogeneous substrate [13]. In the present work, this technique will be applied to microstrip resonators and antennas having a finite extent of the dielectric substrate. In this way, effects of the finite dielectric substrate related to single and coupled microstrip patch (or resonator) on their radiation and

resonance characteristics can be visualized in detail. Parametric and mutual coupling effects of these structures on complex resonant frequencies are discussed. Characterization of radiating characteristics is made through the use of an absorbing boundary condition based on Padé approximation. It allows to truncate the free-space into the limited computational window.

In the following, the method of lines is first formulated in connection with the handling of the finite substrate extent for which Helmholtz and Sturm-Liouville differential equations are involved to depict the electric and magnetic potential functions. Subsequently, results are presented and discussed for complex resonant frequencies of various microstrip resonators and patch antennas including rectangular patches printed on both finite and infinite substrates and two coupled patch arrays on both finite and infinite substrates.

3.4 Theoretical formulation

In the analysis of a multilayered planar structure, electromagnetic fields in each layer of the dielectric substrate can be described by two vector potential functions Π^e and Π^h , which can be only z-oriented and reduced to scalar potential functions ψ^e and ψ^h if the layer is either homogeneous or inhomogeneous along the z-direction. The microstrip resonator or patch to be modeled is deposited on a dielectric substrate of infinite extent or finite extent in one direction or two. The finite substrate in the z-direction can be viewed as a special case of inhomogeneous dielectric layer.

The potential functions ψ^e and ψ^h satisfy the Helmholtz equation when applied to describe the homogeneous layer. As for inhomogeneous layer where a space-dependence of the permittivity $\epsilon_r(z)$ is considered, ψ^h and ψ^e must satisfy Helmholtz and Sturm-Liouville differential equations, respectively. In this way, electric and magnetic field components are derived from

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \nabla \times \nabla \times (\psi^e \bar{u}_z) / j\omega\epsilon - \nabla \times (\psi^h \bar{u}_z) \\ \bar{H} &= \nabla \times (\psi^e \bar{u}_z) + \nabla \times \nabla \times (\psi^h \bar{u}_z) / j\omega\mu_0\end{aligned}\quad (1)$$

and

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon(z)} [\epsilon_r(z) k_0^2 \psi^e + \epsilon_r(z) \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_r^{-1}(z) \frac{\partial \psi^e}{\partial z})] \quad (2)$$

The potential function ψ^e in the inhomogeneous region is governed by the following Sturm-Liouville equation

$$\frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial y^2} + \epsilon_r(z) \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_r^{-1}(z) \frac{\partial \psi^e}{\partial z}) + \epsilon_r(z) k_0^2 \psi^e = 0 \quad (3)$$

while ψ^h is related to Helmholtz equation if the finite substrate interface between the air and dielectric region is assigned on a particular ψ^h line. Therefore, the effect of the finite substrate can be accounted for by arranging the diagonal matrix $\epsilon_r^{e(h)}(z)$ [1] in the discrete domain, such as

$$\epsilon_r^{e(h)}(z) \rightarrow \begin{bmatrix} \epsilon_r^{e(h)}(1) & & & \\ & \epsilon_r^{e(h)}(2) & & \\ & & \ddots & \\ & & & \epsilon_r^{e(h)}(N_z) \end{bmatrix} \quad (4)$$

where $\epsilon_r^{e(h)}(i), i = 1, \dots, N_z$ denotes the space-dependent relative dielectric permittivities defined at each electric and magnetic lines under the scheme of discretization. ϵ_r^h at the interface (see Fig.3.1) where dielectric permittivity has an abrupt transition is formulated by

$$\varepsilon_G = \varepsilon_r \Big|_{\text{interface}} = \frac{\varepsilon_{r1}h_1 + \varepsilon_{r2}h_2}{h_1 + h_2} \quad (5)$$

so that the second order derivatives of ψ^ϵ across the interface are given by

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\varepsilon_{r1}} \frac{d\psi}{dz} \right) \Big|_k &= \frac{1}{e_{i-1}} \left[\frac{1}{\varepsilon_{r1}h_{i-1}} \psi_{k-1} - \left(\frac{1}{\varepsilon_{r1}h_{i-1}} + \frac{1}{\varepsilon_G h_i} \right) \psi_k + \frac{1}{\varepsilon_G h_i} \psi_{k+1} \right] \\ \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\varepsilon_{r2}} \frac{d\psi}{dz} \right) \Big|_{k+1} &= \frac{1}{e_i} \left[\frac{1}{\varepsilon_G h_i} \psi_k - \left(\frac{1}{\varepsilon_{r2}h_{i+1}} + \frac{1}{\varepsilon_G h_i} \right) \psi_{k+1} + \frac{1}{\varepsilon_{r2}h_{i+1}} \psi_{k+2} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

To define an effective computational window, an absorbing boundary condition with Padé approximation is applied to simulate radiation and resonance for an unbounded structure. The potentials on the absorbing walls are determined as

$$\begin{aligned} \psi_0^\epsilon &= a_\tau \psi_3^\epsilon + b_\tau \psi_2^\epsilon + c_\tau \psi_1^\epsilon \\ \psi_{N_\tau+1}^\epsilon &= A_\tau \psi_{N_\tau-2}^\epsilon + B_\tau \psi_{N_\tau-1}^\epsilon + C_\tau \psi_{N_\tau}^\epsilon \\ \psi_0^h &= a_z \psi_3^h + b_z \psi_2^h + c_z \psi_1^h \\ \psi_{N_z+1}^h &= A_z \psi_{N_z-2}^h + B_z \psi_{N_z-1}^h + C_z \psi_{N_z}^h \end{aligned} \quad (7)$$

with the following coefficients

$$\begin{aligned} A &= \frac{2q_2}{\Delta} \\ B &= \frac{-6q_2 - j2p_2\eta + (q_0 + q_2)\eta^2}{\Delta} \\ C &= \frac{6q_2 + j4p_2\eta - j2(p_0 + p_2)\eta^3}{\Delta} \\ \Delta &= 2q_2 + j2p_2\eta + (q_0 + q_2)\eta^2 \\ p_0 &= q_0 = 1, p_2 = -0.75, q_2 = -0.25 \end{aligned} \quad (8)$$

where the subscripts are omitted for a generic presentation. These coefficients defined in (8) can be detailed [13] in such a way that $\eta = \sqrt{\varepsilon_r \bar{h}_{xi}}$ for a_i, b_i, c_i , $\eta = \sqrt{\varepsilon_r \bar{h}_{xi}}$ for A_i, B_i, C_i , $\eta = \sqrt{\varepsilon_r \bar{e}_{zi}}$ for a_z, b_z, c_z and, $\eta = \sqrt{\varepsilon_r \bar{e}_{zi}}$ for A_z, B_z, C_z with $\bar{e}(\bar{h}) = k_0 e(h)$.

The potential functions ψ^e and ψ^h are discretized in the x- and z-directions with a non-equidistant scheme. Such a discretization can be simply written in normalized matrix forms as follows:

In the x-direction

$$\begin{aligned} [r_{xe}]^{-1} [h_x \frac{\partial \psi^h}{\partial x}] [r_{zh}]^{-1} &= [D_{zh}] [\phi^h] \\ [r_{zh}]^{-1} [h_z \frac{\partial \psi^e}{\partial x}] [r_{xe}]^{-1} &= [D_{xe}] [\phi^e] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} [r_{zh}]^{-1} [h_z^2 \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial x^2}] [r_{zh}]^{-1} &= [D_{ze}] [D_{zh}] [\phi^h] = [D_{zx}^h] [\phi^h] \\ [r_{xe}]^{-1} [h_x^2 \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x^2}] [r_{xe}]^{-1} &= [D_{zh}] [D_{xe}] [\phi^e] = [D_{zx}^e] [\phi^e] \end{aligned} \quad (10)$$

with

$$\begin{aligned} [\phi^h] &= [r_{zh}]^{-1} [\psi^h] [r_{zh}]^{-1} \\ [\phi^e] &= [r_{xe}]^{-1} [\psi^e] [r_{xe}]^{-1} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} [r_{zh}] &= \text{diag}(\sqrt{h_x/h_{xi}}) \\ [r_{xe}] &= \text{diag}(\sqrt{h_x/e_{xi}}) \end{aligned} \quad (12)$$

and in the z-direction

$$[r_{zh}]^{-1} [h_z \frac{\partial \psi^h}{\partial z}] [r_{ze}]^{-1} = [\phi^h] [D_{zh}]' \quad (13)$$

$$[r_{ze}]^{-1} [h_z \frac{\partial \psi^e}{\partial z}] [r_{zh}]^{-1} = [\phi^e] [D_{ze}]'$$

$$[r_{zh}]^{-1} [h_z^2 \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial z^2}] [r_{zh}]^{-1} = [\phi^h] [D_{zh}]' [D_{ze}]' = [\phi^h] [D_{zz}^h]' \quad (14)$$

$$[r_{ze}]^{-1} [h_z^2 \epsilon_r(z) \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_r^{-1}(z) \frac{\partial \psi^e}{\partial z})] [r_{ze}]^{-1} = [\phi^e] [D_{ze}]' [\epsilon_r^h]^{-1} [D_{zh}]' [\epsilon_r^e] = [\phi^e] [D_{zz}^e]' \quad (15)$$

with

$$\begin{aligned} [r_{zh}] &= \text{diag}(\sqrt{h_z/h_{zk}}) \\ [r_{ze}] &= \text{diag}(\sqrt{h_z/e_{zk}}) \end{aligned} \quad (16)$$

The mixed partial differential operators on the potential functions are

$$\begin{aligned} [r_{ze}]^{-1} [h_z h_x \frac{\partial^2 \psi^h}{\partial z \partial x}] [r_{ze}]^{-1} &= [D_{zh}] [\phi^h] [D_{zh}]' \\ [r_{zh}]^{-1} [h_z h_x \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x \partial z}] [r_{zh}]^{-1} &= [D_{ze}] [\phi^e] [D_{ze}]' \end{aligned} \quad (17)$$

The definition of the corresponding matrices for the differential operators in the above expressions could be referred to in [1].

With the above discretization procedure, both Helmholtz and Sturm-Liouville equations are now cast into the coupled ordinary differential matrix equation

$$\frac{d^2 [\phi^{e(h)}]}{dy^2} + h_x^{-2} [D_{xx}^{e(h)}] [\phi^{e(h)}] + h_z^{-2} [\phi^{e(h)}] [D_{zz}^{e(h)}]' + k_0^2 [\phi^{e(h)}] [\epsilon_r^{e(h)}] = 0 \quad (18)$$

Now, appropriate matrix transforms are made such that the above coupled characteristic matrices can be diagonalized and thus new uncoupled matrix equations can be obtained. To do so, a new set of electric and magnetic potential functions are defined in the transformed domain

$$[\phi^{e(h)}] = [P_r^{e(h)}][\tilde{\phi}^{e(h)}][P_z^{e(h)}]^{-1} \quad (19)$$

In the consideration of multilayer situation, the continuity conditions for tangential electric and magnetic field components must be fulfilled between two different dielectric layers, and these field continuity equations should be solved in the original domain. This usually leads to a recursive formulation for the multilayer structure. In this way, an explicit algebraic system of reduced equations depicting electromagnetic fields on the metallic resonator or patch can be obtained by reinforcing its boundary condition, that is, the tangential electric fields are vanishing for the perfect planar conductor,

$$\begin{pmatrix} E_z \\ E_r \end{pmatrix}_{red} = \begin{pmatrix} [Z_{11}] & [Z_{12}] \\ [Z_{21}] & [Z_{22}] \end{pmatrix}_{red} \begin{pmatrix} J_z \\ j\omega\mu h_z^2 J_r \end{pmatrix}_{red} = 0 \quad (20)$$

Since the current components are not null, nontrivial solutions related to resonant frequencies of the structure can be found from the determinant equation

$$\det([Z(f^+, f^-)]_{red}) = 0 \quad (21)$$

In this work, the resonant frequency becomes complex due to potential radiation of this unbounded structure even though its lossless dielectric substrate and conductor are considered.

3.5 Results and discussion

Using the above-described algorithm, a computer software is developed to model and analyze complex resonant frequencies of rectangular microstrip resonator or patch printed on a finite substrate and two coupled microstrip patch array on a finite substrate, as shown in Fig.3.2. Other arbitrarily shaped patch topologies can be handled in a straightforward way since the method of lines deals essentially with the extraction of discrete points defined on planar conductor surface to form a characteristic matrix for solving the relevant determinant equation. In our analysis, the consideration of these simple structures is to reveal the interesting features and effects of the finite dielectric extent without going through complicated structures. On the other hand, the convergence behavior is clearly observed for a relatively small computational window which will not be presented in the paper since this kind of advantageous feature has already been documented [1].

To begin with, a special case for a microstrip patch with an infinite substrate is considered for which the diagonal matrix of dielectric permittivity is simply reduced to a scalar value of ϵ_r . Calculated results are used to compared with the existing results in [10] for the identical structure so that the proposed model can be verified. Fig.3.3 shows its complex resonant frequency $f = f' + jf''$ as a function of the resonator length and it is indicated that our results are in perfect agreement with the results obtained by the spectral domain approach [10]. This technique is only applicable for the infinitely extended dielectric substrate. Obviously, the resonant frequencies are reduced with the resonator length.

It is understood that, in the realistic situation, the dielectric substrate is always finite (see Fig.3.2), even it is very large compared to the size of the conductor patch. Such a finite substrate may generate or excite complicated reactive-type fields or waves. Therefore, effects of the finite substrate on the complex resonant frequency should be studied.

Fig.3.4 displays modeling results of the complex resonant frequency as a function of the ratio of the finite extent of substrate with respect to the fixed resonator length s/l that varies from 0.635 to 5.0 with $l = 1.0$ mm. It can be found that the imaginary part of the resonant frequency is significantly affected by the finite extent compared to the real counterpart. This is highly pronounced as the ratio is smaller than 2.5, as indicated in Fig.3.4 (b). The same influence for the real part of resonant frequency is also observed in this ratio range even it is not significant. In addition, the imaginary part has an oscillating (may be irregular) convergence behavior towards the value of 3 GHz corresponding to the case of infinite extent. In this example, the substrate can be considered as infinitely extended once the ratio is larger than 2.5. Of course, other parametric effects such as thickness and absolute size of the resonator as well as dielectric permittivity should be studied in depth. The significant change in the imaginary part of resonant frequency suggests that radiation characteristics would be strongly affected by a close-to-resonator finite substrate (for instance, s is small, as shown in Fig.3.2), and it seems that the radiation power is reduced when a very close finite extent is used. Therefore, it is expected that the quality factor of a microstrip resonator may be enhanced if a very close-to-edge cutting of the substrate is made. This feature is also explained by the increase of the real part of resonant frequency as the finite extent is getting smaller. Without the consideration of ohmic or other loss effects, the quality factor can be enhanced at least twice, which is quite interesting for the design of high-Q planar resonator.

On the other hand, it may also be explained by the field theory. The electric field confinement underneath the planar resonator will be enhanced if a smaller finite extent is made. In this way, the current crowding effect due to the patch singularity is reduced so that its related radiation is subsequently diminished. Without a further investigation, this observation may be generalized and should be valid for conducting transmission lines.

Now, let us examine two coupled microstrip patch array that presents an example for studying effects of mutual coupling and finite extent of substrate. In this case, two modes

called even and odd modes can be defined and correspond to the situation of having magnetic and electric walls at the middle of the two symmetrically located patches. First, the resonant frequencies of the two modes are calculated for infinite dielectric substrate, which are shown in Fig.3.5. The ratio of the spacing between the two patches over the substrate height s/d varies from 1 to 3. It can be seen that the two modes split away as the patches are getting close to each other. In this case, the real part of the complex resonant frequency for the even mode is higher than that for the odd mode. They converge towards each other for certain range beyond the ratio equal to 2 as the patches are set out further. Interestingly, the real part starts to separate once again from each other once the ratio reaches 2.8. This phenomenon can be well explained by the fact that the coupling may be enhanced if the spacing between the two separate patches satisfies certain fraction of the guided wavelength in the dielectric substrate. This is a typical reactive effect of the mutual coupling between two adjacent patches. As for the imaginary part for the two modes, it is apparent that the odd mode is higher than the even mode, indicating that the odd mode presents lower Q-factor and thus more radiative. This interesting feature may be useful in the design of a feeding network to excite appropriate modes for the patch arrays. Obviously, the imaginary parts of the two modes are getting close to each other once the ratio s/d is larger than 3. Actually, the isolated absolute value of the imaginary resonant frequency cannot be used to measure the radiating power. It is usually used to measure the quality factor or relative radiating power once the real part is also considered. Judging from the fact that the imaginary resonant frequencies of the two modes converge to each other only if the spacing of the two patches are sufficiently large, the imaginary part is supposed to be related to the space wave or surface wave in the air. Therefore, the effect of mutual coupling is exposed only if the electrical length (spacing) between the two patches satisfies certain fraction of free-space wavelength while the real part of the resonant frequency can be supposed to relate the mutual coupling to certain fraction of wavelength inside the dielectric substrate.

Fig.3.6 depicts effects of the finite extent on the complex resonant frequency for the even and odd modes as the structure is truncated and the spacing between the two patches is set to be the substrate thickness (or height). Once again, it can be observed, similar to the above infinitely extended case, that the even mode presents a higher Q-factor than its odd counterpart. Nevertheless, it can be found that, due to the mutual coupling effect, the real and imaginary parts of the complex resonant frequency become much more complicated and no regular monotonic behavior can be observed as the finite extent changes. The real part of the two modes seems to remain separate for the range of interest and there is an abrupt change for the even mode in the case of relative ratio $t/l = 3$ to 3.5. The similar phenomenon is also observed for the imaginary part. This may be caused by the combined effects such as the patch-to-patch coupling and the truncation effect. It requires further studies necessary to understand the physical mechanism and effects of the mutual coupling and finite dielectric extent. If the substrate extent is over 5 times the single patch length, the two resonant frequencies tend to stabilize as if the two patches had infinite dielectric extent.

The dual-band mobile communication systems suggest that there is a need for channelized band-pass filters and dual-band antennas. These components and circuits are usually made to operate at two adjacent frequencies. Fig.3.7 describes a dual-frequency resonator scheme, which presents an example of an irregular microstrip patch resonator. In this structure, a square part (breach) of the metallic resonator was removed to make two orthogonal resonant modes split away. In a related filter design, such a removal allows to have a coupling between the two orthogonal modes. Fig.3.7 indicates in our example, how the two resonant frequencies are affected by the size of the breach.

3.6 Conclusions

The use of the method of lines together with an absorbing boundary condition leads to a generalized efficient algorithm. It can be used to predict accurately unbounded and

bounded high-frequency ICs and antennas. In particular, realistic topologies can be effectively modeled such as finite and/or inhomogeneous dielectric substrate that are often encountered in the design of planar integrated structures. Effects of the finite dielectric substrate on the resonance and radiation characteristics of the microstrip resonator and patch are studied in detail. It is found that the close-to-edge finite extent of dielectric substrate may improve significantly the quality factor of the microstrip resonator. The mutual coupling and finite extent of the two coupled microstrip patch array are also examined. It is observed that the combined effects may be complicated and further studies are necessary. In any case, the even mode presents a higher quality factor than its odd counterpart.

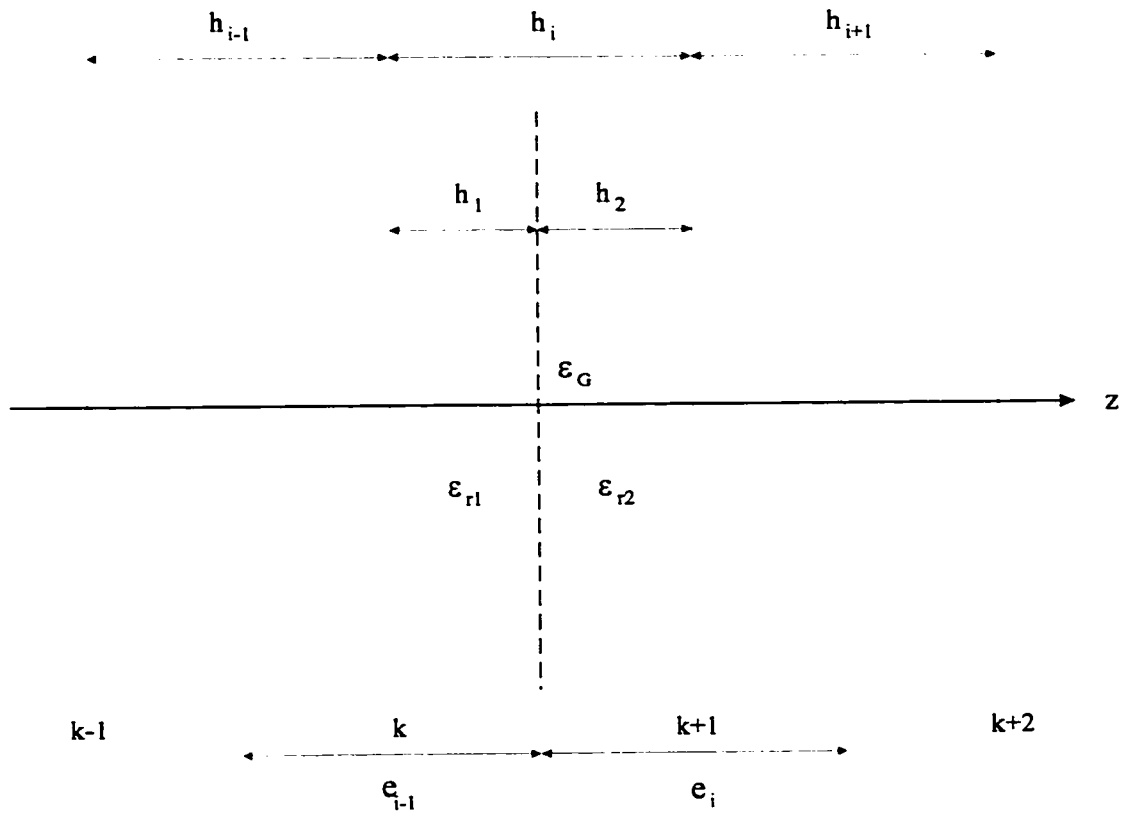


Figure 3.1: ψ^e at the abrupt transition from ϵ_{r1} to ϵ_{r2} .

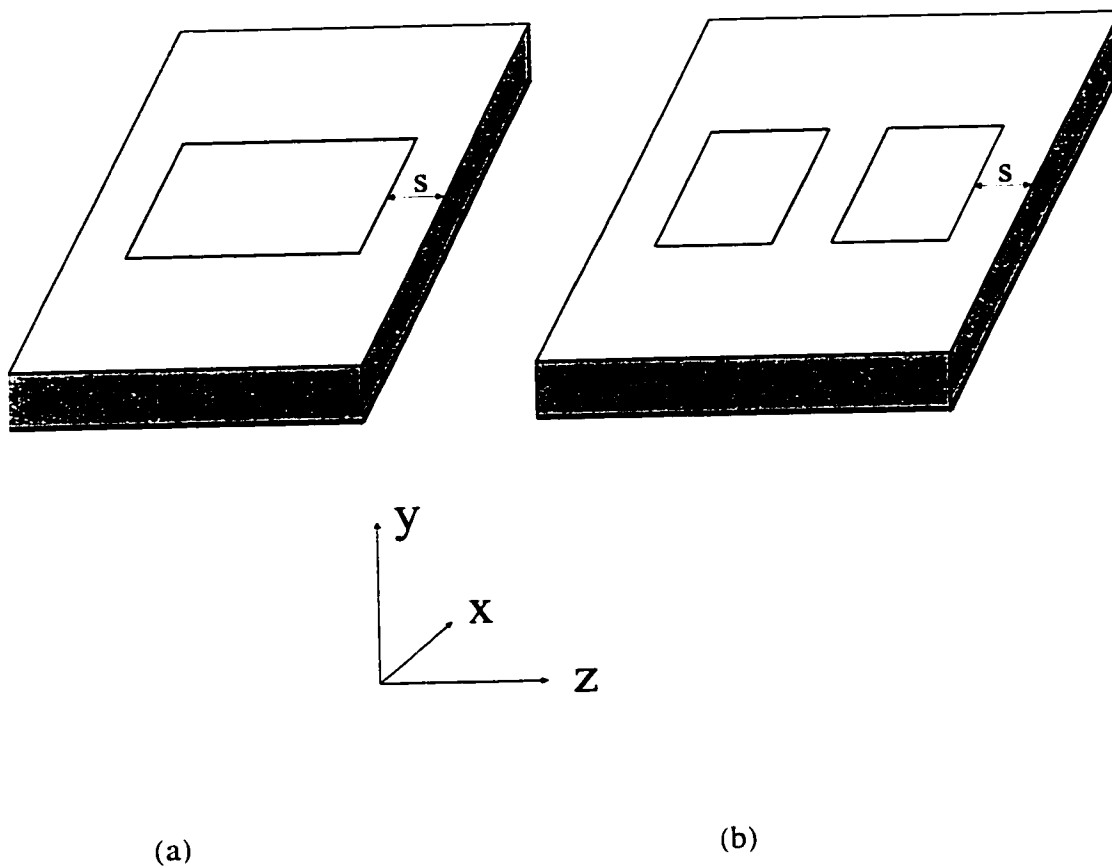
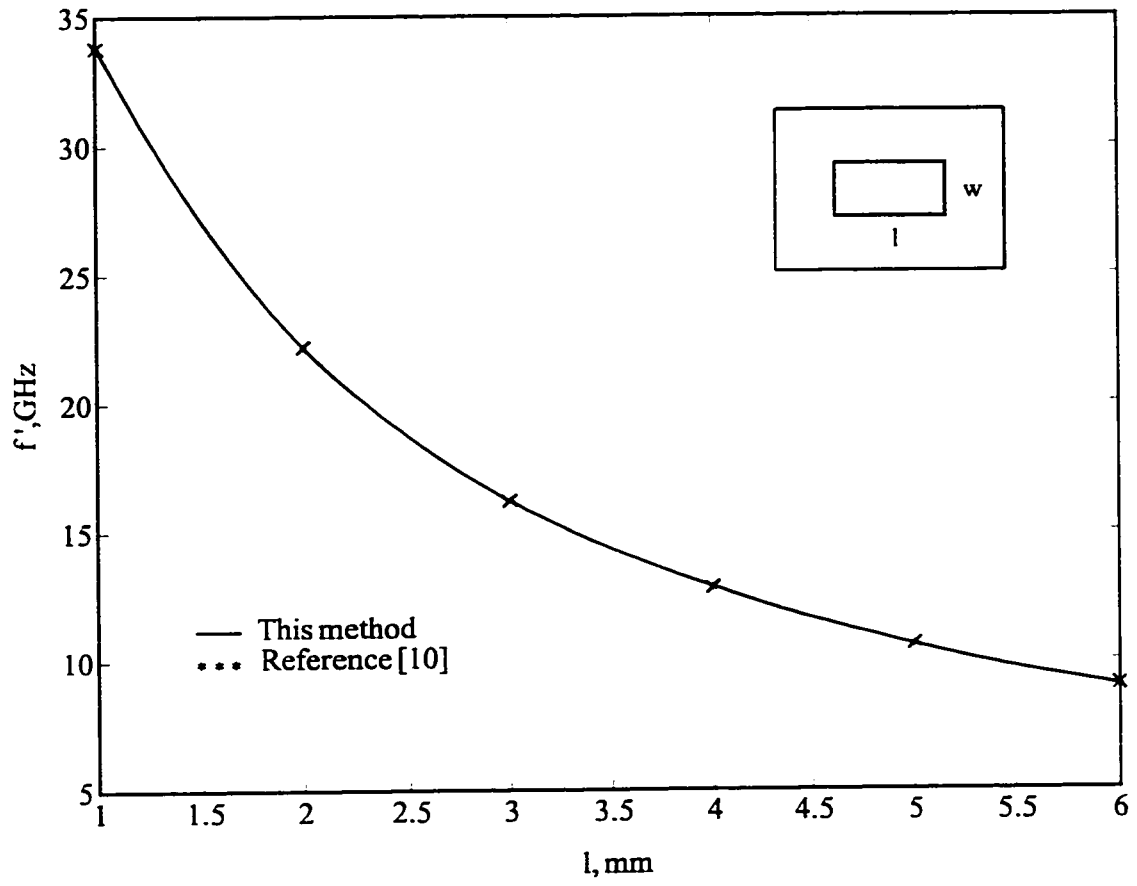
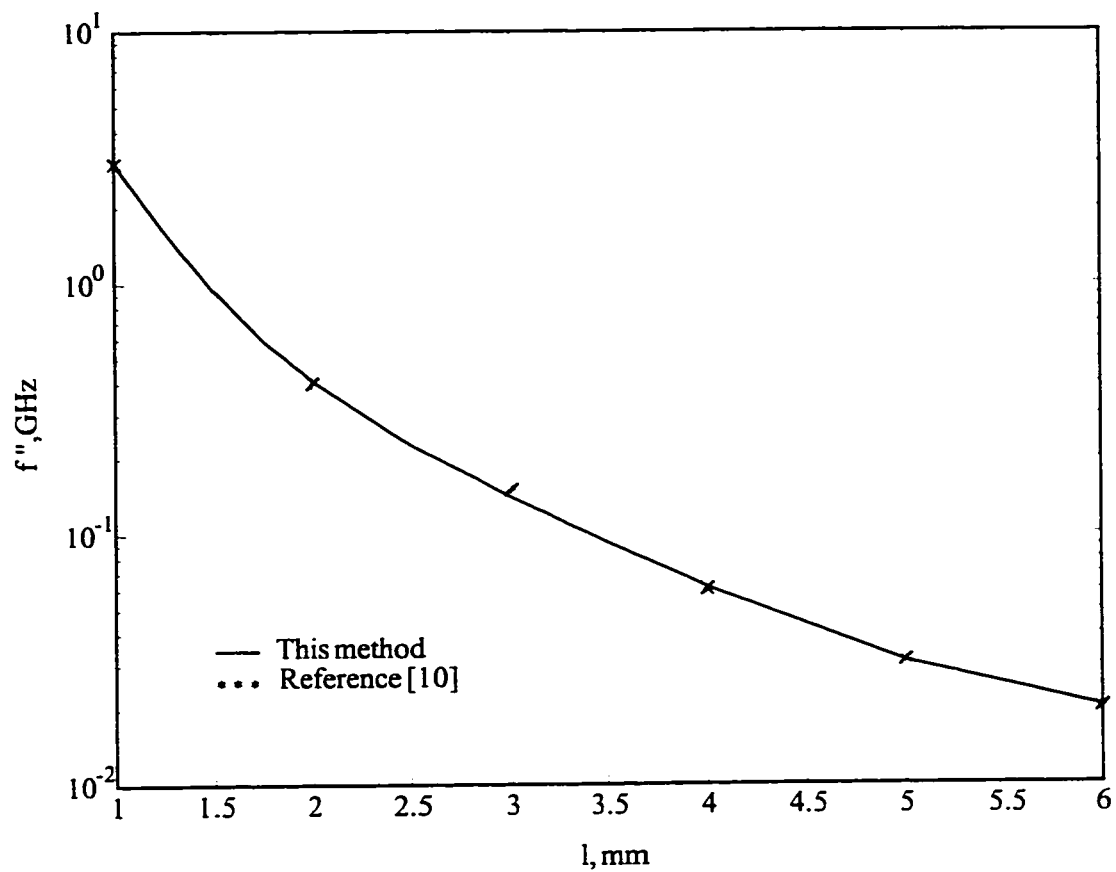


Figure 3.2: (a) Single microstrip patch on a finite dielectric substrate
(b) Two coupled microstrip patches on a finite dielectric substrate
($s = \infty$ corresponds to the infinite substrate, $s \neq \infty$ to the finite substrate).



(a)

Figure 3.3



(b)

Figure 3.3: Real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of a rectangular microstrip patch on an infinitely extended substrate having a dielectric height d (thickness) as a function of the patch length l ($\epsilon_r = 9.6$, $d = w = 25\text{mil}$). Comparative studies are made between the results of the spectral domain approach in [10] and those obtained by this technique.

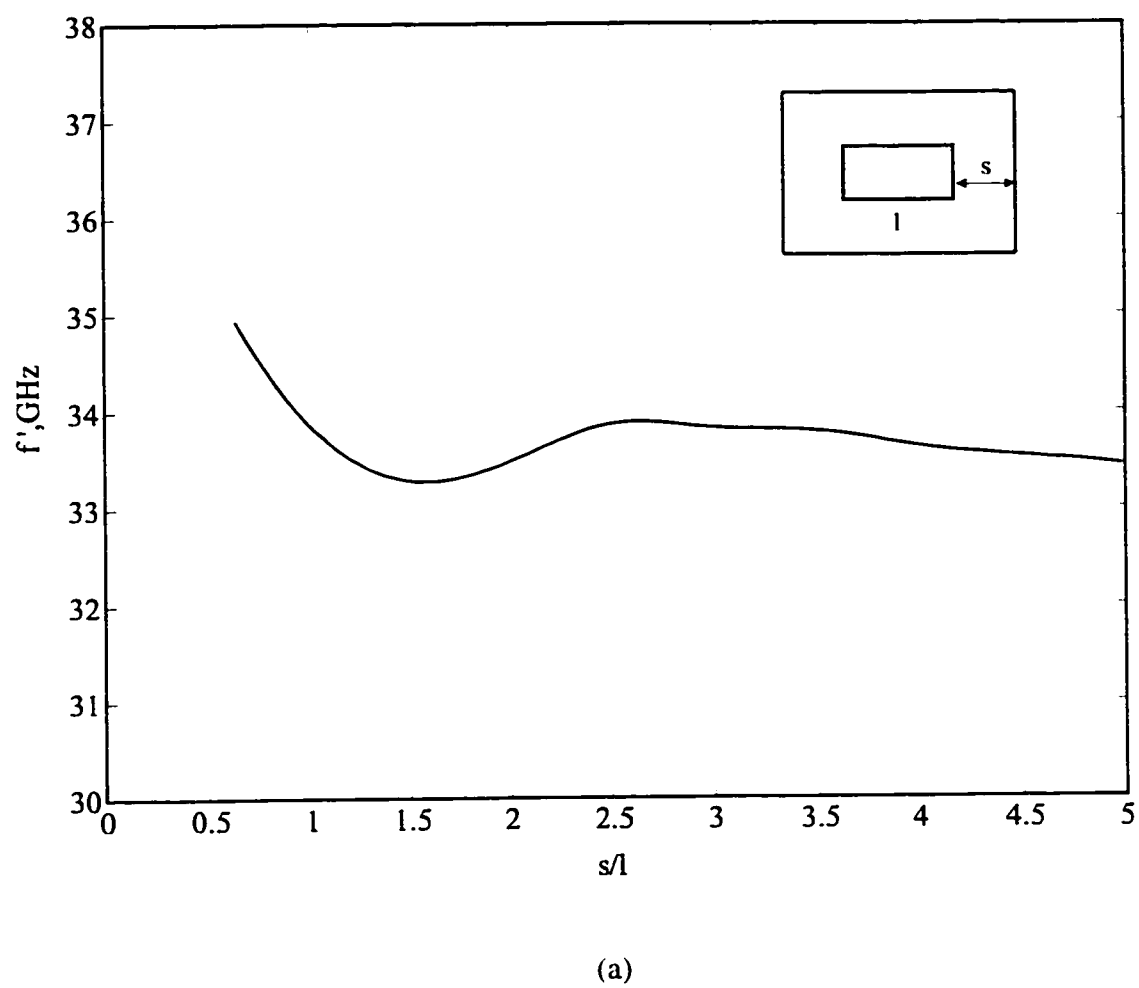
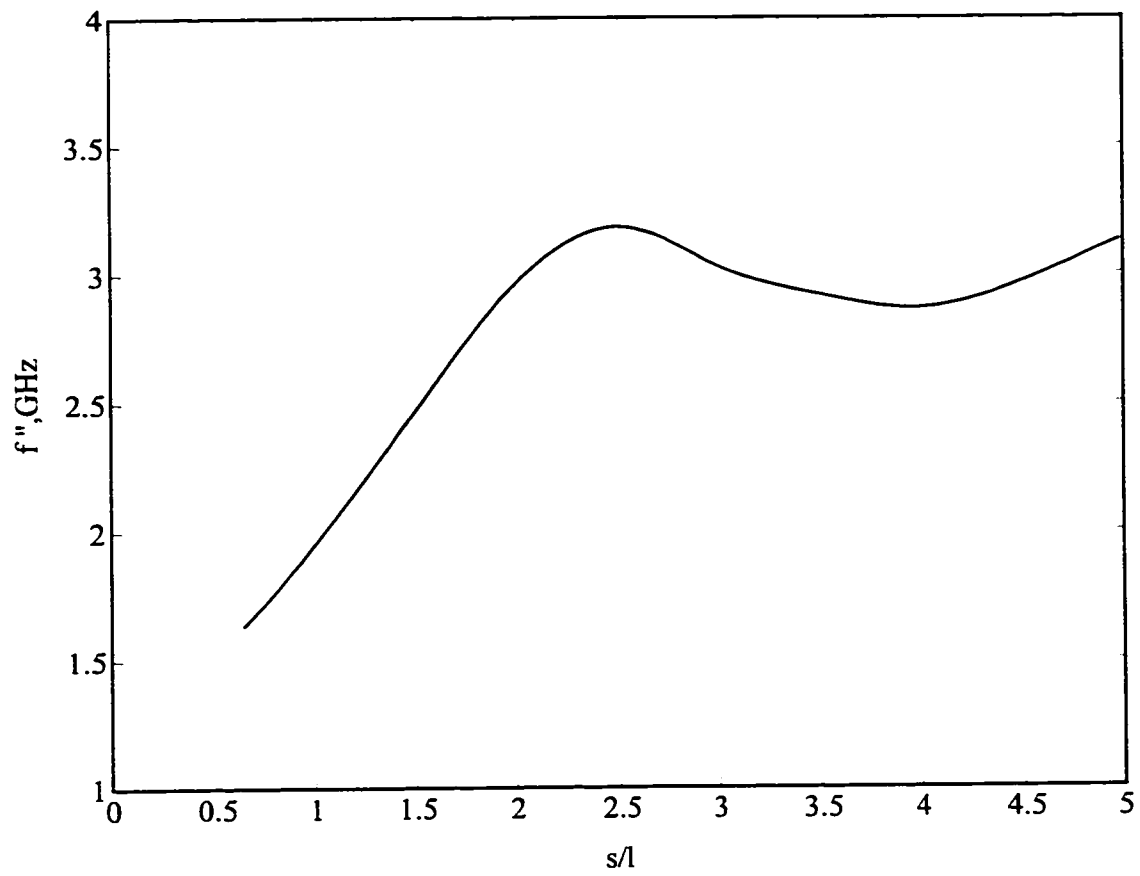
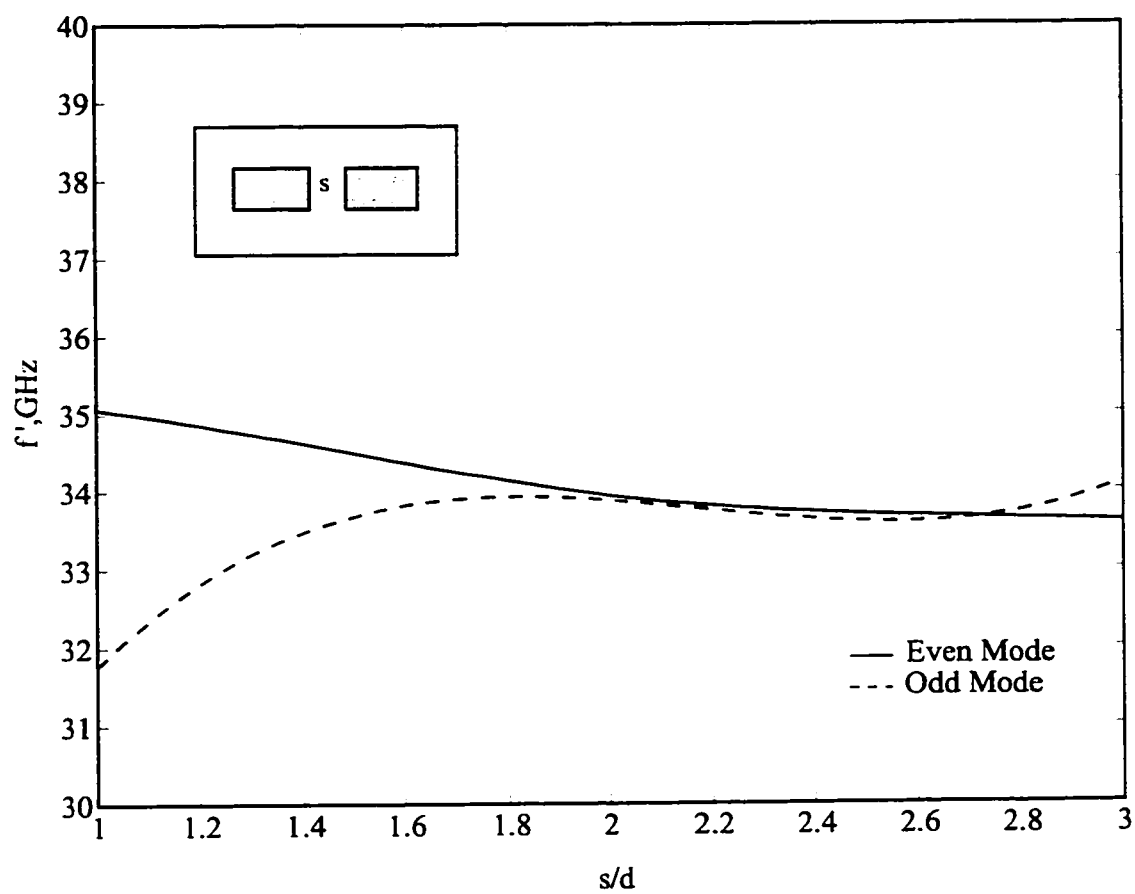


Figure 3.4



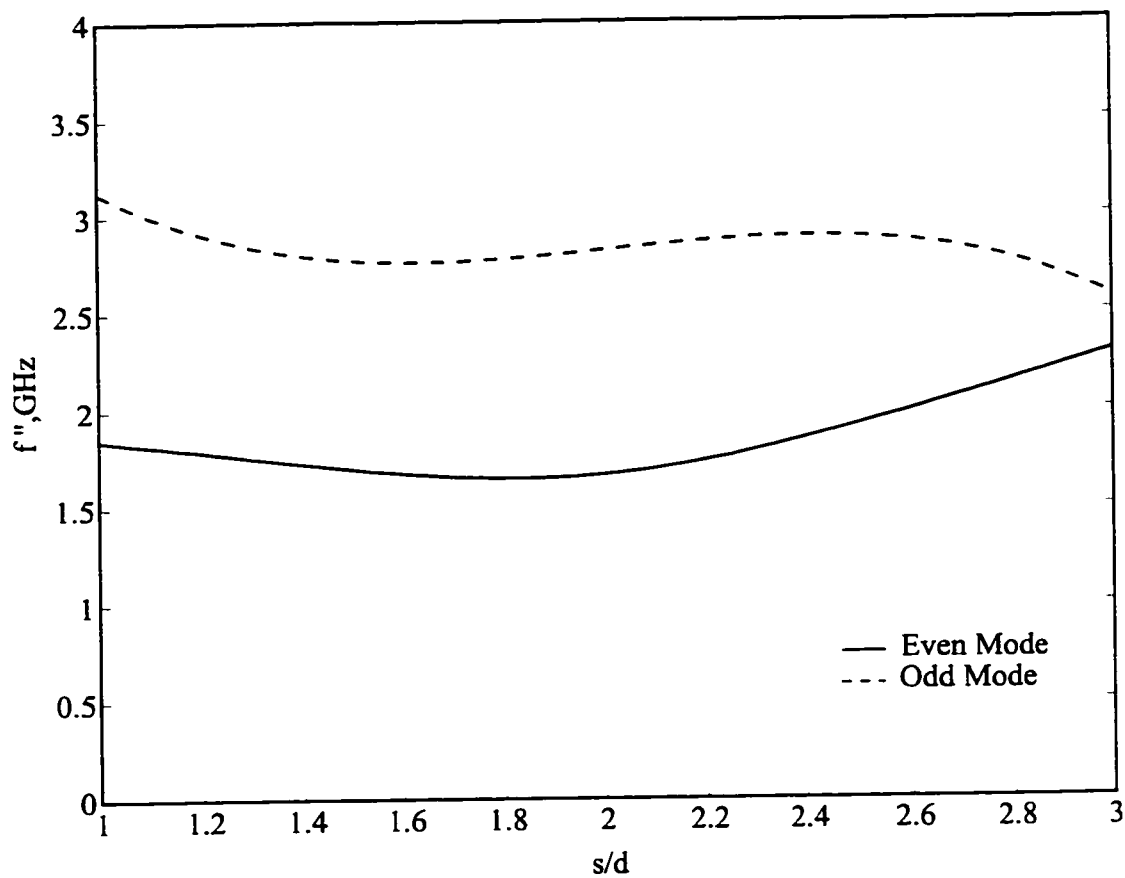
(b)

Figure 3.4: Influence of the finite substrate extent on real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of a rectangular microstrip patch on a finite substrate ($l = 1.0$ mm, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).



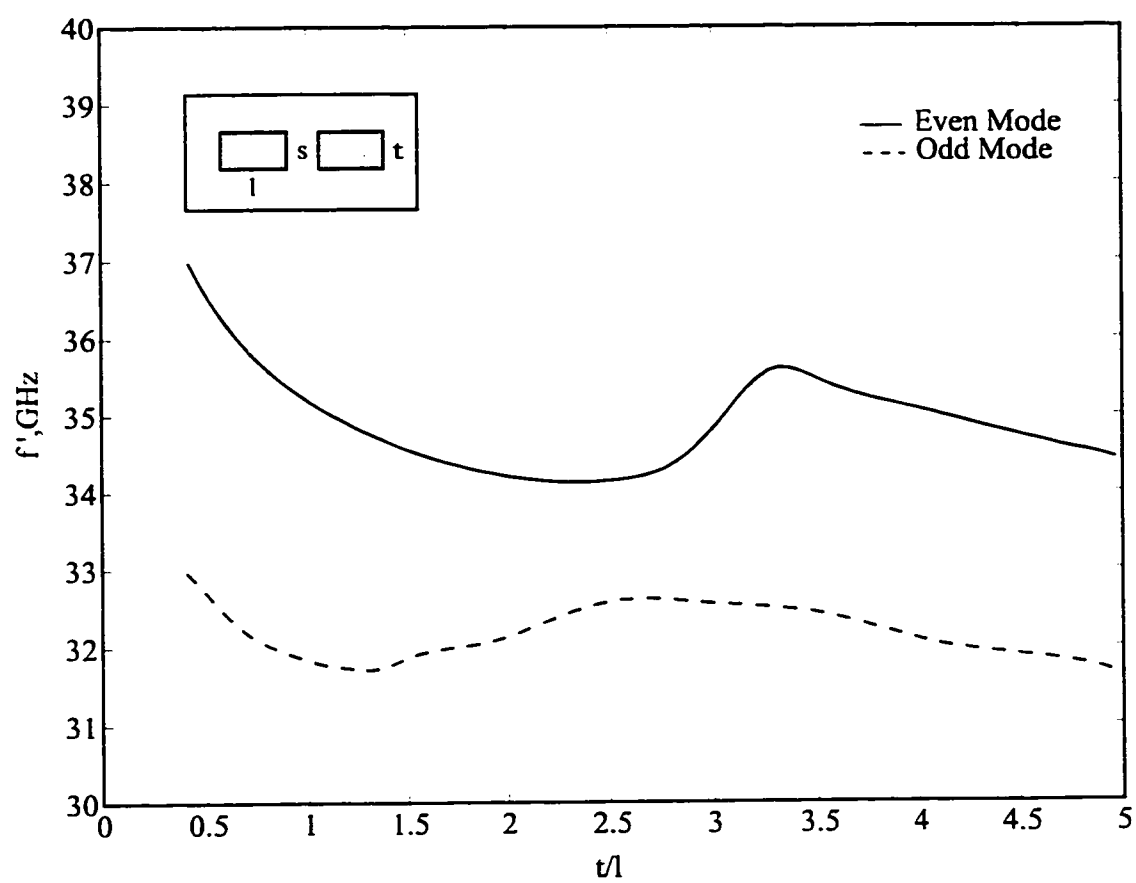
(a)

Figure 3.5



(b)

Figure 3.5: Calculated real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of two coupled microstrip patches on an infinite substrate ($l = 1.0$ mm, other related parameters used in this example are the same as those in Fig. 3.3).



(a)

Figure 3.6

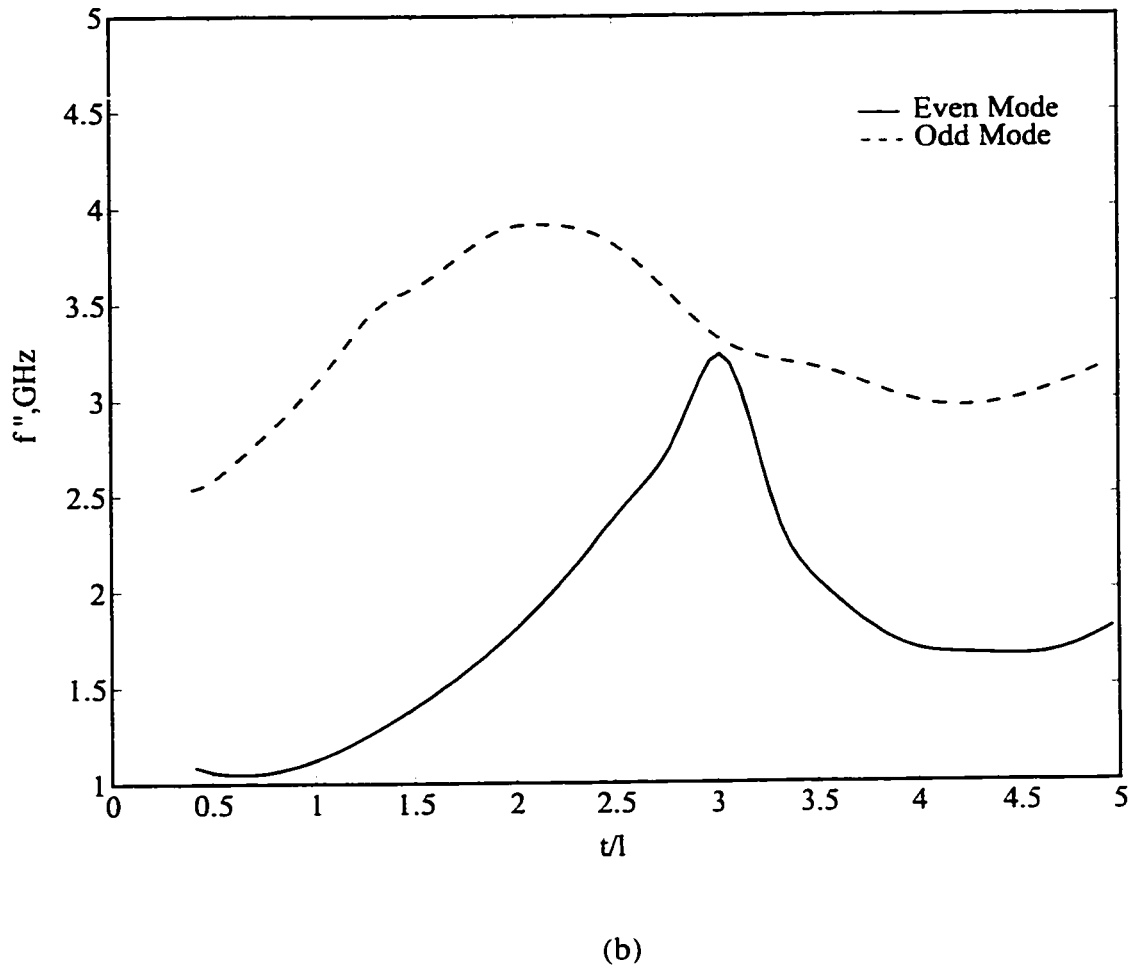


Figure 3.6: Effects of the finite substrate truncation on real part (a) and imaginary part (b) of the complex resonant frequency $f = f' + jf''$ of two coupled microstrip patches on a finite substrate ($l = 1.0\text{mm}$, $s = d$, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).

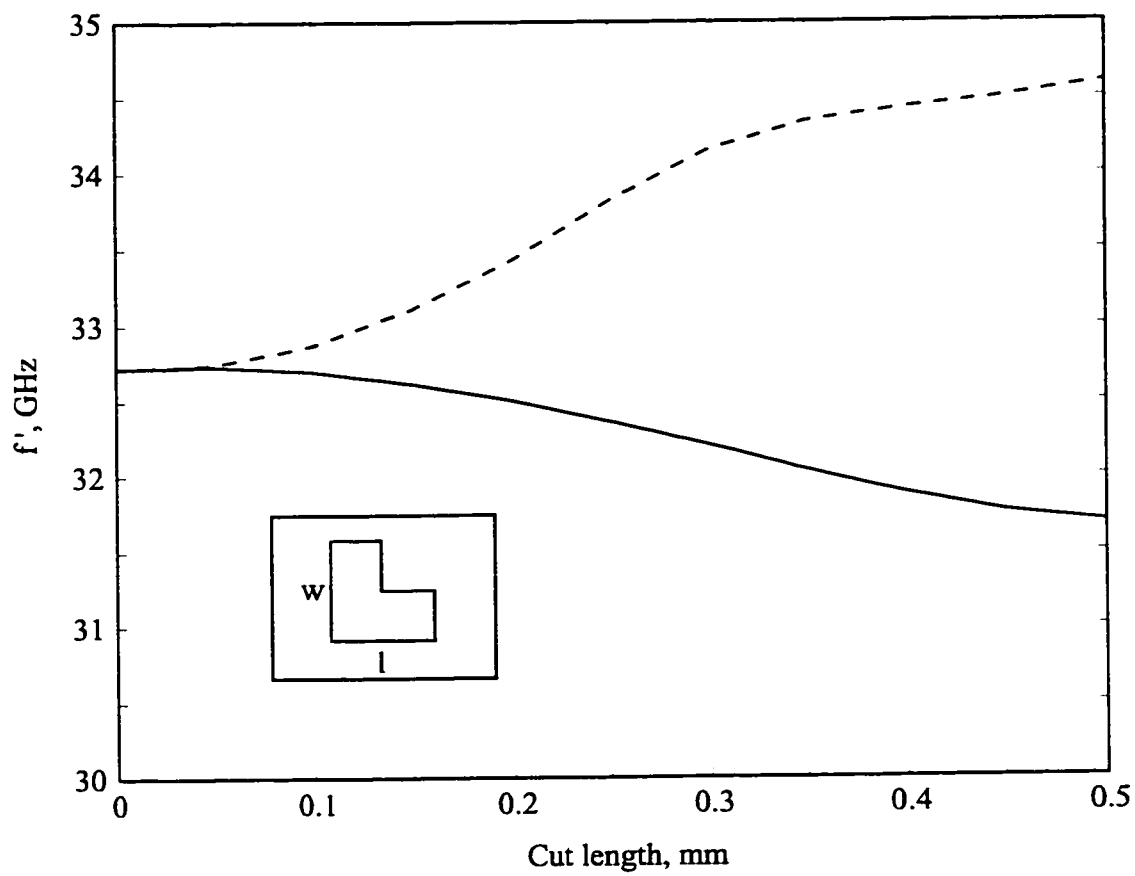


Figure 3.7: Resonant frequencies versus the cut depth for a dual-band patch resonator ($l = w = 1.0\text{mm}$, other parameters are the same as those in Fig. 3.3).

CHAPITRE IV

THE USE OF ABSORBING BOUNDARY CONDITIONS IN THE METHOD OF LINES

4.1 Présentation

Dans le problème de résonateurs qui a été étudié dans le chapitre précédent, une condition aux frontières absorbante, d'une approximation d'ordre deux ou trois comme proposée par Moore [20], est suffisamment précise pour modéliser le circuit ouvert. Pour une structure ouverte de propagation, des ondes en propagation ou évanescentes peuvent exister en même temps, ce qui requiert une condition aux frontières absorbante qui puisse absorber ces deux types de modes. Donc dans ce chapitre, une nouvelle condition aux frontières, absorbante, est proposée pour l'utilisation de la méthode des lignes. Elle consiste à ajouter un facteur de perte. Cela permet de traiter des ondes en propagation ou évanescentes. Les détails de cette contribution sont rapportés dans la publication "IEEE Microwave and Guided Wave Letters" (Mai 1996).

Même pour l'analyse numérique des structure guide d'ondes, planaires, dans un espace sans limites, des murs doivent être placés pour limiter la région discrétisée. L'utilisation de murs électriques ou magnétiques produisent des erreurs car ils imposent une valeur nulle aux composantes tangentiels des champs. Les effet rayonnant ne sont alors pas pris en compte. Pour surmonter cette difficulté, l'espace libre peut être simulé à une position arbitrairement fixée par l'utilisation de conditions frontières absorbantes. La proposition d'utiliser des conditions frontières absorbantes ouvre la voie vers la simulation effective et la modélisation de structures électromagnétiques ouvertes.

Les conditions frontières absorbantes utilisées dans la méthode des lignes découle d'une approximation modale de l'onde à une frontière donnée. Cette approximation présentée

sous la forme d'une factorisation de deuxième ou troisième ordre introduit inévitablement un terme complexe dans l'expression de la constante de propagation même pour l'étude de cas sans perte. C'est pourquoi il est raisonnable d'introduire un facteur artificiel de perte lors de la formulation de la méthode des lignes avec des conditions frontières absorbantes. Cela est réalisé en définissant un substrat non-physique à perte dont la permittivité relative du diélectrique est complexe ($\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$) sur les frontières limites. De cette manière une meilleure condition absorbante peut-être obtenue par un choix approprié de la constante ϵ_r'' . La valeur optimum de ϵ_r'' devrait être choisie de telle manière que la partie imaginaire de la constante de propagation soit réduite à un terme négatif négligeable par rapport à la partie réelle. Une formule de nature empirique permet de définir ce facteur artificiel de perte ϵ_r'' . Elle est présentée dans le papier suivant.

THE USE OF ABSORBING BOUNDARY CONDITIONS IN THE METHOD OF LINES

Ke Wu, Senior Member, IEEE, and Xiaohong Jiang

ABSTRACT

An artificial lossy absorbing boundary condition is proposed for use in the method of lines for simulating unbounded electromagnetic structures. It is found, through the modeling results of a microstrip line, that the proposed absorbing boundary condition could be effective and a simple rule of application may be established.

4.3 Introduction

The proposal of an absorbing boundary condition (ABC) [13] [17] for the method of lines (MoL) paves the way for effective simulation and modeling of unbounded electromagnetic structures. The ABC is derived from a factorization technique of Helmholtz wave operator. Very recently, the perfectly-matched layer (PML) technique [18] has stimulated a great interest in both time-domain and frequency-domain simulations of electromagnetic scattering, radiation, and propagation problems. The PML technique involves the application of a nonphysical absorbing material adjacent to the computational boundary. The PML material has characteristics that permit electromagnetic waves of arbitrary frequency and angle of incidence to be absorbed while maintaining the impedance and velocity of a lossless dielectric [19]. This technique has shown its effectiveness and generality of handling a large class of problems in discrete domain techniques.

Inspired by the PML concept, this work attempts to introduce an artificial lossy factor in the ABC that was formulated for the method of lines [17]. Results show that effectiveness of the ABC may be reinforced and the computational window required to achieve the same accuracy of result may become smaller.

4.4 Formulation

Considering a simple example of searching for the effective permittivity ϵ_{re} of a unbounded microstrip line, it is known that the ABC used in the method of lines is derived from the wave factorization at a specific boundary along the transverse direction, where the relative dielectric permittivity $\epsilon_r (= \epsilon'_r)$ is real for a lossless case. The operator of the Helmholtz equation governing electric and magnetic potentials can be factorized into inbound and outbound parts as in [17]

$$L\psi = L^+ L^- \psi = 0 \quad (1)$$

with

$$\begin{aligned} L^\pm &= D_{\mp} \pm j\sqrt{\epsilon_d} \sqrt{1+S^2} \\ S^2 &= D_{\mp}^2 / \epsilon_d \\ \epsilon_d &= \epsilon_r - \epsilon_{re} \end{aligned} \quad (2)$$

The detail of (2) can be referred to in [17]. It should be pointed out that the second-order approximation of $\sqrt{1+S^2} \approx p_0 + p_2 S^2$ made on [17] is valid if and only if the absolute value of S is smaller than one. Although it is true that p_0 and p_2 can be chosen to be a set of specific values according to the Taylor series at a designated point of S , and it is also true that the use of the much better Padé approximation may lead to some additional improvement, it is our interest to pursue the same approximation as in [17] for the purpose of comparison. In the above second-order approximation, p_0 and p_2 are chosen

to be 1.0 and 0.5, respectively. The wave factorization (complex term) and Taylor approximation will inevitably introduce a complex propagation constant for the lossless case. It is obvious that the absolute value of S depends analytically on ϵ_d as long as the discretization scheme and size of computational window a are fixed. The differential operator D_v^2 seems somewhat to be stationary. Looking into the explicit formulation of D_v^2 suggests that

$$|S| = \left| \frac{D_v}{\sqrt{\epsilon_d}} \right| = \left| \sqrt{\frac{\delta^x / (h_x^2 k_0^2)}{\epsilon_d} - 1} \right| \quad (3)$$

in which δ^x stands for eigenvalues of the second-order x -directed finite-difference operator. This equation indicates that choosing a finite discretization size h_x can not guarantee automatically $|S| \leq 1.0$ unless an undesirable large size of the computational window a is selected. To keep the value of a minimized, there are two possibilities: selecting alternative set of values for p_0 and p_2 , or introducing an artificial lossy parameter added in the term of dielectric permittivity at the boundary of interest. The first technique [20] has to deal with two parameters while the second strategy is relatively simple. In the lossless case, the approximation will be certainly reinforced by applying the second condition such that $|S| \leq 1.0$ is always satisfied. This is done by defining a nonphysical lossy layer with a thickness of h_x and a complex term $\epsilon_d = \epsilon_r - \epsilon_{re}$ with $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ for the outer boundaries. In this way, a better absorbing condition may be obtained by choosing an appropriate value of ϵ_r'' .

4.5 Results and discussion

Naturally, the use of the artificial lossy boundary condition also leads to a complex propagation constant of which the imaginary part can, however, be minimized into a negligible level. This can be achieved by choosing certain values of ϵ_r'' .

Fig.4.1 shows a monotonic concurrent convergence of complex effective permittivity as the artificial lossy factor increases for different sizes of computational window. The results suggest that the original implementation of the ABC with $\epsilon_r''=0$ leads to a positive imaginary part of the effective permittivity that is not physical (see the imaginary part). Clearly, the introduction of nonzero ϵ_r'' leads to better results in most situations, in particular for smaller computational windows. Nevertheless, the computational window should have a relative width " a/w " greater than or at least equal to eight. In this case, the effective permittivity is quite stable with regard to the choice of the artificial lossy factor.

Fig.4.2 presents the imaginary part of the normalized propagation constant as a function of frequency with different artificial lossy factors ϵ_r'' ranging from low to high values with respect to ϵ_r' . It should be noted that the real part of the normalized propagation constant that is not shown in the letter for brevity remains almost the same regardless of the high value of ϵ_r'' as long as the condition of $\epsilon_r'' \geq \epsilon_r'$ is satisfied or a large computational window a is selected. The imaginary part that is not shown in [17] without considering the artificial lossy factor may be positive. Under the proposed artificial lossy condition, the nonphysical imaginary part of the propagation constant for a lossless structure can be significantly decreased as shown in Fig.4.2 for a large value of ϵ_r'' . It seems that the optimum choice of ϵ_r'' is the value equal to (the limiting case) or higher than ϵ_r' in our calculation. More precisely, the error range in the case of $\epsilon_r'' \geq \epsilon_r'$ will be reduced at least by half compared to the results without using the artificial lossy factor. Considering the limiting case of the artificial lossy factor $\epsilon_r'' = \epsilon_r'$ that yields an

imaginary value in the proximity of zero over a large frequency band of interest, the optimum value of ϵ_r'' should be chosen such that the imaginary part is reduced to a negligible negative value. As indicated in Fig.4.1 and Fig.4.2, such an empirical relation $\epsilon_r'' \geq \epsilon_r'$ is found to be not so sensitive to higher frequency and line parameters of guiding structure as long as the results at lower frequency become satisfactory owing to the field confinement at higher frequency. This is attributed to the fact that the artificial lossy factor is actually used in reducing the effect of the Taylor approximation on the propagation constant. Under the condition of $a/w \geq 8$, an empirical formula for selecting the artificial lossy factor is proposed in the following

$$\epsilon_r'' = \epsilon_r' + \frac{\epsilon_r'}{0.030f^3 - 0.149f^2 + 0.587f - 0.458} \quad (4)$$

in which the unity of frequency is GHz and $f \neq 0$. As shown in Fig.4.2, the imaginary part obtained by using this formula is always negative, but very close to zero, for frequencies greater than 1 GHz. Fig.4.3 shows clearly the advantages of adding the artificial lossy factor which yields much more stable and accurate results for a smaller computational window compared to the case without using ϵ_r'' , and at the same time the imaginary part of ϵ_{re} tends to be zero if $a/w \geq 8$ and the proposed empirical formula (4) is satisfied. This demonstrates a useful feature of the lossy absorbing boundary for high numerical efficiency. This is in particular of interest for three-dimensional unbounded problems.

4.6 Conclusions

A lossy ABC is proposed for effective use of the method of lines for unbounded electromagnetic problems. Results indicate that the added lossy factor makes it possible to choose a smaller computational window with a better numerical accuracy compared to the conventional technique. The artificial lossy factor can be chosen by applying the

empirical formula. It may come to conclude that the physical approximation of an absorbing boundary condition through truncation could be “compensated” by using an appropriate artificial (nonphysical) model.

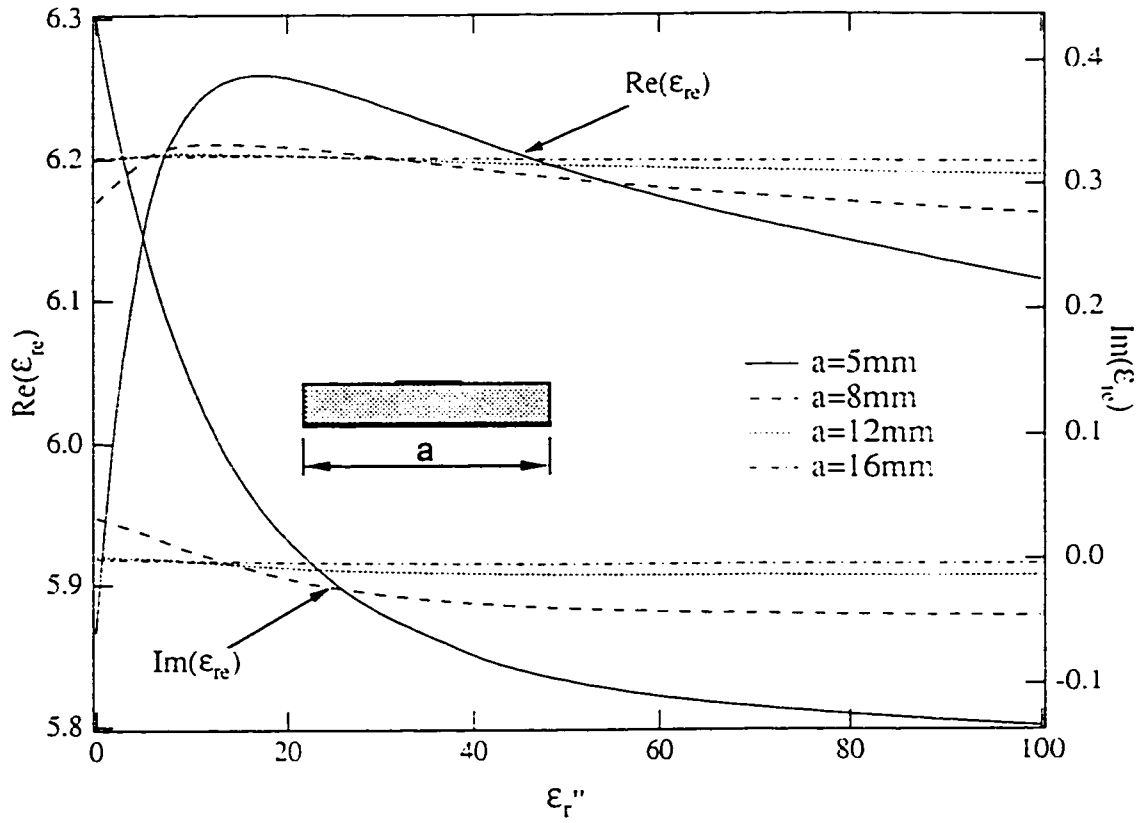


Figure 4.1: Convergence feature of complex effective permittivity of an unbounded microstrip line with respect to the value of the proposed artificial lossy factor for different computational windows ($\epsilon_r' = 8.875$, strip width $w = 1\text{ mm}$, thickness of dielectric substrate $d = 1\text{ mm}$, $f = 5\text{ GHz}$, and nine lines intersecting the strip).

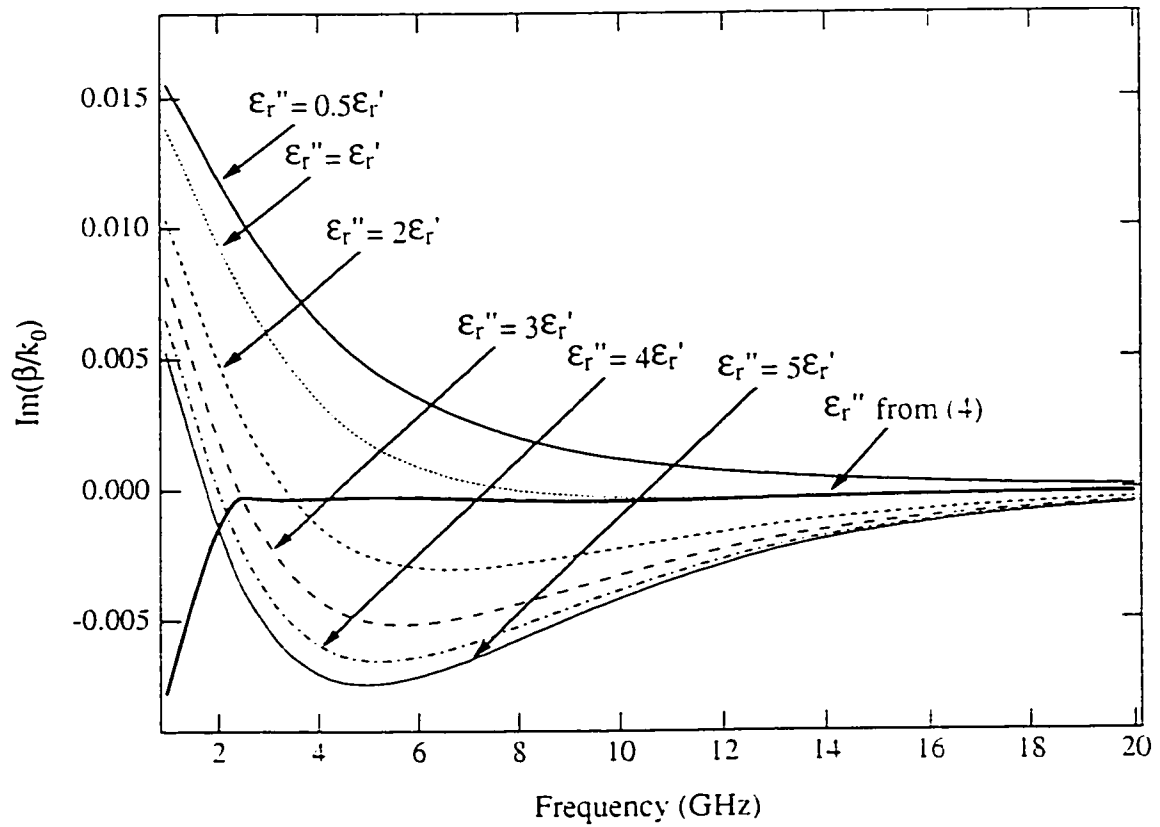


Figure 4.2: Electrical performance of different artificial lossy factor ϵ_r'' and the proposed empirical formula on the imaginary part of the normalized propagation constant as a function of frequency with the computational window of $a = 8 \text{ mm}$ (the same geometrical and electrical conditions as in Fig. 4.1).

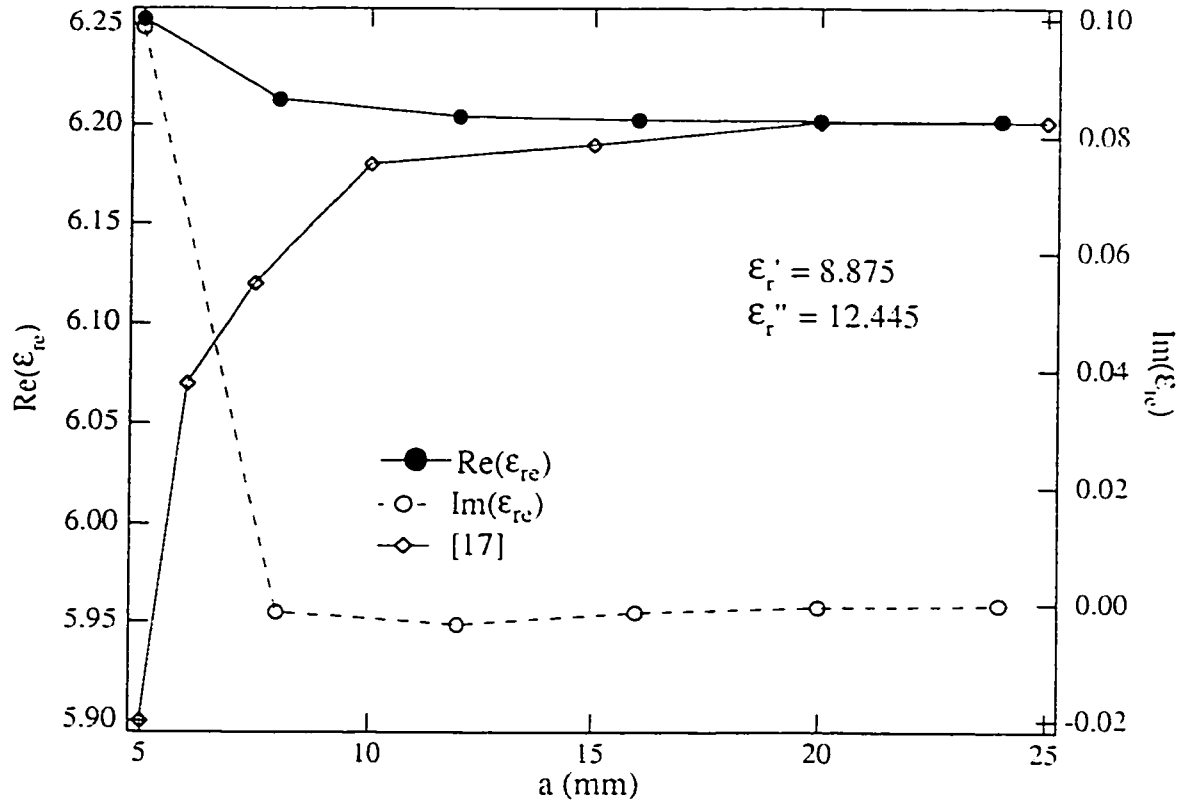


Figure 4.3: Characteristics of complex effective permittivity versus the size of computational window with the artificial lossy factor obtained by empirical formula compared to Ref. [17] (the same geometrical and electrical conditions as in Fig. 4.1).

CHAPITRE V

ANALYSIS OF UNBOUNDED AND BOUNDED CIRCUITS CONSIDERING FINITE SUBSTRATE EXTENT AND INHOMOGENEOUS DIELECTRIC LAYER

5.1 Présentation

Une nouvelle condition aux frontières, absorbante, a été proposée dans le chapitre précédent, qui permet d'analyser des circuits de propagation. Dans ce chapitre, des discontinuités micro-ondes, comme par exemple, une ligne micro-ruban ouverte, une ligne interrompue par un interstice, ou un coude sont étudiées en utilisant cette condition aux frontières. De plus, des substrats non-homogènes ou à dimensions finies sont caractérisés rigoureusement dans cette étude.

Ce chapitre est aussi présenté par un article, qui a été soumis pour publication dans la revue "IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques", et représente une version complète d'un article qui a été présenté à un congrès international de micro-ondes à Denver, et qui a été publié dans le symposium "IEEE MTT-S 1997 International Microwave Symposium".

Les circuits intégrés planaires passifs peuvent être classifiés en structures fermées et en structures ouvertes. Les discontinuités en micro-ruban à l'intérieur de structures fermées telles que des sauts d'impédance, des circuits ouverts, des sauts de ligne ou des tronçons de ligne ont été étudiés intensivement par l'utilisation de la méthode des lignes avec des conditions frontières hybrides homogènes ou inhomogènes alors que les structures ouvertes micro-rubans ont été principalement étudiées avec la méthode des moments ou la technique des différences finies dans le domaine du temps "Finite Difference Time Domain (FDTD)" en considérant des substrats homogènes étendus à l'infini. Dans les

situation réaliste, le substrat d'un circuit est toujours fini. De plus, l'étendue d'un substrat homogène ou inhomogène ou même associé ensemble, peut être utile pour des applications pratiques ayant pour objectif la suppression d'onde de surface. La méthode des moments ne peut être applicable dans de telles conditions. Mais la méthode des lignes permet de prendre en considération efficacement aussi bien des substrats de dimensions finies que des substrats inhomogènes.

Le problème de la modélisation de structure ouverte requiert l'utilisation d'une condition absorbante aux frontières pour tronquer l'espace de calcul. Puisque les discontinuités en technologie micro-ruban peuvent générer des ondes de surface, ou à perte, ou des rayonnements, un design précis pour des fréquences élevées, exige la prise en compte de tous les effets potentiellement dus au caractère non-fermé de la structure incluant les pertes par rayonnement, dans le diélectrique, ou par couplage parasite de proximité. Dans la publication suivante, une condition frontière absorbante à perte, améliorée, dans laquelle un facteur artificiel de perte est introduit, est utilisée pour l'analyse d'une discontinuité composée par un micro-ruban en circuit ouvert. Des résultats sont donnés dans le cas de structures en technologie micro-ruban, ouvertes à pertes, aussi bien pour des circuits ouverts, que pour des coudes à 90° déposés sur un substrat limité, ou que pour le cas d'interconnexions entre des boîtiers reposant sur des substrats différents.

**ANALYSIS OF UNBOUNDED AND BOUNDED CIRCUITS
CONSIDERING FINITE SUBSTRATE EXTENT AND
INHOMOGENEOUS DIELECTRIC LAYER**

Xiaohong JIANG and Ke WU*

POLY-GRAMES Research Center
Dept. of Electrical and Computer Engineering
École Polytechnique de Montréal
C.P. 6079, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec
Canada, H3C 3A7

*and also with
Telecommunication Research Center
Dept. of Electronic Engineering
City University of Hong Kong, Tat Chee Avenue
Kowloon, Hong Kong

ABSTRACT

A method of lines algorithm is presented for characterizing unbounded and bounded circuits. Finite substrate extent and inhomogeneous dielectric layer are rigorously considered in this field-based model. The unbounded effect is determined with an improved lossy absorbing boundary condition (LABC) that can handle both propagating and evanescent waves. This analysis accounts for a number of physical effects including electromagnetic coupling, evanescent higher-order mode, space wave radiation and surface wave leakage. Examples are given for unbounded loss effects including microstrip open-end and 90° angular bend deposited on a finite substrate, as well as chip-to-chip discontinuities interconnected via an inhomogeneous layer. Results indicate that the unbounded loss may be controlled by certain finite extent of the dielectric layer.

* This work was financially supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council (NSERC) of Canada.

5.3 Introduction

Planar integrated structures such as microstrip have been widely used in microwave and millimeter-wave ICs as well as antennas. Accurate analysis and modeling of microstrip discontinuities constitute the cornerstone of related circuit performance prediction leading to effective CAD procedures. Passive M(H)MICs may be classified into bounded and unbounded structures. Bounded microstrip discontinuities in the form of steps, open-ends, gaps and stubs have been investigated extensively by using the method of lines with hybrid homogeneous or inhomogeneous boundary conditions [21]-[23] while unbounded microstrip structures were mainly modeled by use of the method of moments [24]-[27] and FDTD [28] in the case of considering an infinitely extended homogeneous substrate. In a realistic situation, the dielectric substrate of a circuit is always finite. In addition, the finite dielectric extent and/or inhomogeneous substrate may be practically useful in suppressing surface wave, to name an application example. However, the method of moments may not be applicable in this case.

Three-dimensional method of lines is a hybrid algorithm which combines an analytical solution of the wave equation in one direction and a numerical discretization scheme in the other two directions. This method has been well established as a versatile tool which provides a simple means to deal with complex structures, especially multilayered planar structures. The advantageous semi-analytical nature of this approach makes its computational effort much less than some other methods as applied to the same problem. It avoids the choice of basis functions and also the problem of relative convergence compared to its spectral domain counterpart. This technique has shown its effectiveness and generality of handling a large class of problems under both quasi-static and full-wave analyses. So far, the method of lines has been successfully used in the analysis of shielded (bounded) microstrip discontinuities on homogeneous substrate while it has very

limited applications in the characterization of unbounded microstrip discontinuity problems because of the lack of an efficient absorbing boundary condition (ABC).

Open region modeling problem requires the application of an absorbing boundary condition to truncate its computational range. Since unbounded microstrip discontinuities are subject to the existence of surface wave leakage and space wave radiation, accurate high-frequency microstrip design demands the understanding of all the potential unbounded effects including the leakage/radiation loss and parasitic proximity coupling. Therefore, it is essential that appropriate boundary conditions enforced on the terminating computational window absorb both the propagating and evanescent waves. One early proposed second-order approximate ABC [17] was efficient in the modeling of two-dimensional problems and three-dimensional resonant problems where evanescent waves can be ignored. However in the modeling of a discontinuity problem, it is imperative to account for these unbounded effects in the ABC. This work uses an improved lossy absorbing boundary condition (LABC) [30] in which an artificial lossy factor was introduced in the ABC for the analysis of open microstrip discontinuities. The effects of finite and/or inhomogeneous substrate are rigorously considered in the model.

5.4 Theory

In the analysis of a multilayered structure through the method of lines, electromagnetic fields in each layer of the dielectric substrate can be described by two vector potential functions Π^e and Π^h , which may have only one component ψ^e and ψ^h in z -direction if the layer is either homogeneous or inhomogeneous along z -direction, which is also denoted as the guided-wave direction. The microstrip discontinuities to be modeled are based on a substrate of infinite extent or finite extent. The finite substrate in z -direction can be viewed as a special case of inhomogeneous dielectric layer.

The potential functions ψ^e and ψ^h satisfy the Helmholtz equation when applied to describe the homogeneous medium. As for inhomogeneous dielectric layer where a space-dependence of the permittivity $\epsilon_r(z)$ is assumed, the scalar potentials ψ^h and ψ^e must satisfy the Helmholtz and the Sturm-Liouville differential equations, respectively. The field components are found from those calculated potential functions together with the Maxwell equations. Efforts have been made in the conventional algorithm in connection with discretization, normalization, uncoupling and treatment of boundary conditions in the application of method of lines. The present paper will focus on the special consideration of the finite or inhomogeneous substrate, and the introduction of an improved absorbing boundary condition to get a better simulation of some realistic microstrip discontinuities.

In the inhomogeneous layer, a special consideration is undertaken by governing the potential function ψ^e with the Sturm-Liouville equation, such as.

$$\frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial y^2} + \epsilon_r(z) \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_r^{-1}(z) \frac{\partial \psi^e}{\partial z}) + \epsilon_r(z) k_0^2 \psi^e = 0 \quad (1)$$

and ψ^h is related to the Helmholtz equation if the inhomogeneous substrate interface is assigned on a ψ^h line as illustrated in Fig.5.1.

Due to the inhomogeneous effects, the electric field in z -direction is formulated as

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon(z)} [\epsilon_r(z) k_0^2 \psi^e + \epsilon_r(z) \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon_r^{-1}(z) \frac{\partial \psi^e}{\partial z})] \quad (2)$$

Instead of by a scalar constant, the dielectric permittivity is described by a diagonal matrix $\text{diag}[\epsilon_r^{(h)}(i)]$ where $\epsilon_r^{(h)}(i), i = 1, 2, \dots, N_z$ denotes the space-dependent relative

dielectric constant defined on each electric or magnetic discretization line. ϵ_r^h at the interface (see Fig.5.1) where dielectric permittivity has an abrupt transition is formulated by

$$\epsilon_G = \epsilon_r^h \Big|_{\text{interface}} = \frac{\epsilon_{r1}h_1 + \epsilon_{r2}h_2}{h_1 + h_2} \quad (3)$$

so that the second order derivatives of ψ^e across the interface can be expressed as

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\epsilon_{r1}} \frac{d\psi}{dz} \right) \Big|_k &= \frac{1}{e_{i-1}} \left[\frac{1}{\epsilon_{r1}h_{i-1}} \psi_{k-1} - \left(\frac{1}{\epsilon_{r1}h_{i-1}} + \frac{1}{\epsilon_G h_i} \right) \psi_k + \frac{1}{\epsilon_G h_i} \psi_{k+1} \right] \\ \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\epsilon_{r2}} \frac{d\psi}{dz} \right) \Big|_{k+1} &= \frac{1}{e_i} \left[\frac{1}{\epsilon_G h_i} \psi_k - \left(\frac{1}{\epsilon_{r2}h_{i+1}} + \frac{1}{\epsilon_G h_i} \right) \psi_{k+1} + \frac{1}{\epsilon_{r2}h_{i+1}} \psi_{k+2} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

Thus, the potential functions ψ^e and ψ^h are discretized in x - and z -directions with a non-equidistant scheme. In this way, a set of finite difference formulations can be derived for derivatives of the potential functions. The second order derivatives of ψ^e along z -direction, for example, are simply formulated as

$$\begin{aligned} [r_{ze}]^{-1} h_z^2 \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial z^2} [r_{ze}]^{-1} \rightarrow \\ [\phi^e][D_{ze}]'[\epsilon_r^h]^{-1}[D_{zh}]'[\epsilon_r^e] - \frac{1}{\epsilon_{r1}^h} [\phi_0^e][D_{zh}]'[\epsilon_r^e] \end{aligned} \quad (5)$$

The boundary condition at the input port involved in the above equation will be discussed subsequently. The continuity conditions for tangential electric and magnetic field components should be fulfilled between adjacent dielectric media.

On the terminating unbounded computational window, an improved LABC is applied in which a non-physical lossy layer is defined [30] with a thickness of h_t and/or h_z and a complex term $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ to absorb the relevant propagating and evanescent waves. The incident and reflected waves at the input port are modeled on the basis of a source approach developed in [23] which leads to a set of inhomogeneous Dirichlet and Neumann boundary conditions imposed, respectively, on ψ^e and ψ^h at $z = 0$ with

$$\begin{aligned} \psi^e|_{z=0} &= (1 - S_{11})\psi_0^{e+} \\ \left. \frac{\partial \psi^h}{\partial z} \right|_{z=0} &= -j\beta_1(1 - S_{11})\psi_0^{h+} \end{aligned} \quad (6)$$

where ψ_0^{e+} , ψ_0^{h+} and β_1 are derived from the related uniform transmission line problem. S_{11} is the reflection coefficient at the input port.

For a one-port circuit, the LABC is directly applied on all the terminating computational windows. As for a two-port circuit whose reference plane at the output port is located at a distance far enough from the relevant discontinuity, only propagating waves are assumed to exist with the propagation constant β_2 , such a boundary condition is easily formulated as follows in considering a magnetic line on the boundary,

$$\left. \frac{\partial \psi^h}{\partial z} \right|_{\psi_N^h} = -A_z \psi_N^h \quad \text{with } A_z = j\beta_2 e^{-j\beta_2 \frac{c_n}{2}} \quad (7)$$

and S_{21} is defined as follows

$$S_{21} = \frac{I_2}{I_1^*} \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1}} \quad (8)$$

where I_1^+ denotes the incident current at the input port 1, and I_2 is the outgoing current at the output port 2. Z_1 and Z_2 are characteristic impedances of the transmission lines at port 1 and port 2.

The power loss for a two-port circuit could be found in terms of the calculated S parameters as follows

$$P_{loss} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (9)$$

5.5 Results and discussions

The LABC has been successfully used in 2-D uniform transmission line problems [30]. To verify effectiveness of the LABC as applied to unbounded microstrip discontinuity problems, S-parameters are calculated for microstrip open-ends and 90° angular bends having finite and infinite substrates, as well as chip-to-chip discontinuities with (in)homogeneous substrate, which are useful in the design of multichip modules and coupled-line filters. Effects of the finite substrate and the inhomogeneous substrate are discussed to show the usefulness of this modeling algorithm.

Fig.5.2 shows the generalized geometry of a microstrip open-end with line width w , a 90° angular bend and a chip-to-chip discontinuity with line widths w_1 and w_2 . The dielectric substrate having height h and relative dielectric constant ϵ_r , can be of infinite or finite extent, and may also be inhomogeneous in z -direction. As the first example, the LABC is used in the characterization of a microstrip open-end deposited on an infinitely extended substrate. Fig.5.3 shows frequency-dependent reflection coefficients of such an unbounded structure compared with results obtained by the method of moments [26], showing a satisfactory agreement over the frequency band of interest. Obviously, it is observed that power loss increases with frequency in this structure and it is caused by

space wave radiation and/or surface wave leakage. In fact, a finite substrate may excite complicated surface waves, especially at high frequency.

Shown in Fig.5.4 is influence of the finite substrate on the reflection coefficient in which the ratio of the finite extent of the substrate over the line width t/w is changed from 1 to 4, and the height of the substrate is selected to be 15 mil and 25 mil, respectively. It can be seen that the reflection coefficient is dramatically affected by the size of the substrate. The results indicate that high power loss may take place in a certain range of the ratio close to 1.2 in this case study, and a thicker substrate may cause a higher power loss. In addition, the reflection coefficient is likely to have an oscillating convergence as the finite substrate size tends to be large. This maximum and minimum power loss points as a function of the ratio t/w is caused by a close-to-range perturbation and multiple reflection due to the leakage. Radiation loss behavior is also modified accordingly.

Microstrip bend discontinuity presents a two-port example as shown in Fig.5.5. The frequency-dependent S-parameters are given for the infinite dielectric substrate case, which are also compared very well with the previous results [27] and [28]. Interestingly, the measurement results show progressive up-side-down behavior which postulates that this experimental sample may have a limited finite extent of its substrate. The finite dielectric extent effects are investigated and shown in Fig.5.6 with three representative dielectric extents t . Once again, it confirms that the S-parameters are strongly influenced by the dielectric extent. Only if t gets large enough, e.g. 14.6 times the height of the substrate in our study, the results agree with those obtained in Ref. [27] and [28] in which an infinite substrate was considered. At low frequencies, such effects of finite dielectric extent are less dramatic than at higher frequencies, portraying the oscillating scattering parameters with respect to frequency. It can be also explained by the fact that surface-wave reflection and space-wave radiation result in complex effects on scattering parameters at higher frequencies for this two-port structure.

Inhomogeneous dielectric is modeled through examples of a microstrip gap discontinuity, or a more general chip-to-chip discontinuity. To begin with, a simple gap discontinuity on a homogeneous substrate is characterized by using the proposed boundary condition. In Fig.5.7, transmission and reflection coefficients are obtained and compared to the experiments [29], indicating a very good agreement. It is known that a gap discontinuity may excite surface waves, thereby leading to unexpected power loss. One way to suppress such a surface wave loss is to remove part of the substrate (in the form of a notch) between the two microstrip lines as shown in Fig.5.2c. It can be expected that the resulting notch width affects behavior of the surface wave. Fig.5.8 examines the power loss versus the notch width or chip-to-chip distance ($w_1 = w_2 = w$ in our case study), suggesting that a minimum loss may be achieved if the ratio t/w is selected around 0.3 for $h = 25 \text{ mil}$, and 0.05 for $h = 15 \text{ mil}$. Therefore, it can be concluded that the surface wave can be effectively suppressed by a proper design of the inhomogeneous dielectric layout. Furthermore, as to the general chip-to-chip discontinuities, chips may be deposited on different substrates in the same layer (multiple composed layers). It is quite straightforward to extend this technique to the analysis of more complicated chip-to-chip discontinuities.

5.6 Conclusions

Use of the method of lines with an improved lossy absorbing boundary condition (LABC) leads to a generalized efficient algorithm that can be used to predict unbounded and bounded high-frequency ICs as well as antenna structures. Realistic topologies can be accurately modeled such as finite and/or inhomogeneous dielectric substrate encountered in the design of microstrip discontinuities and circuits. Examples presented in this paper indicate that the unbounded power loss may be suppressed or reduced through an appropriate design of the substrate layout. This further suggests that field-theoretical analysis and CAD are useful in the power loss prevention and high-quality circuit design.

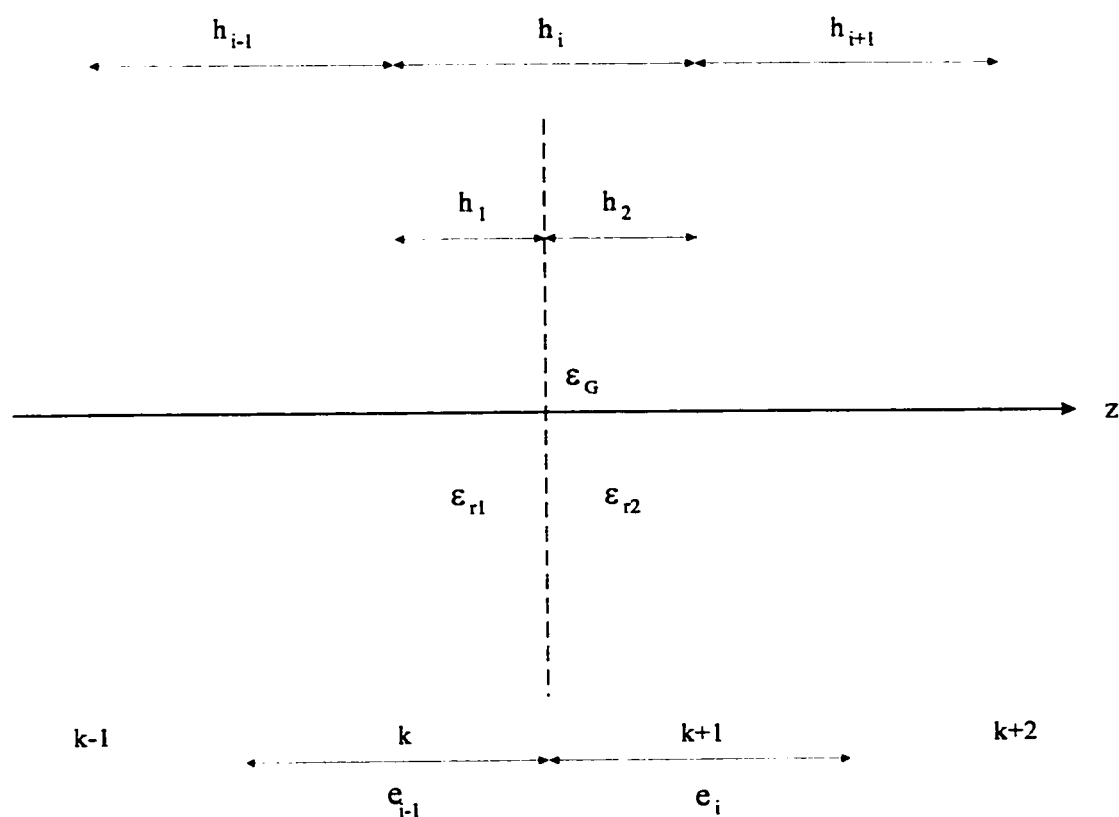
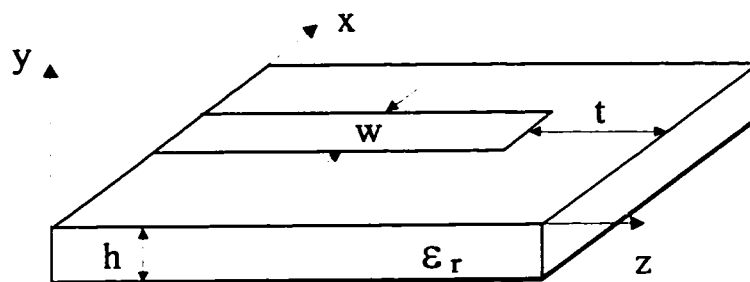
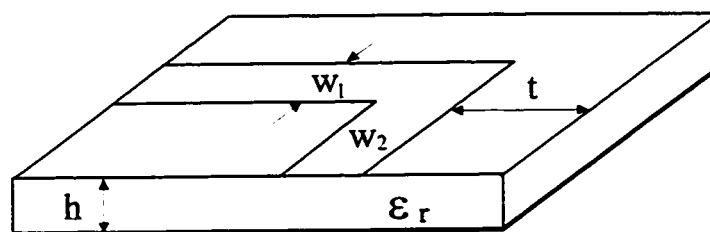


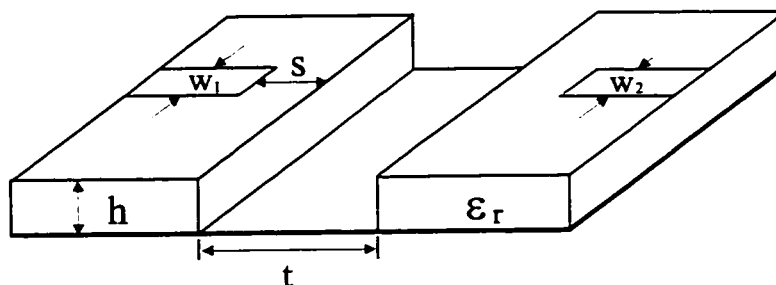
Figure 5.1: Discretization arrangement of ψ^e on the interface of two different adjacent dielectrics having ϵ_{r1} and ϵ_{r2} .



(a) Open-end



(b) 90° angular bend



(c) Chip-to-chip discontinuity

Figure 5.2: Illustrative view of one-port and two-port microstrip discontinuities.

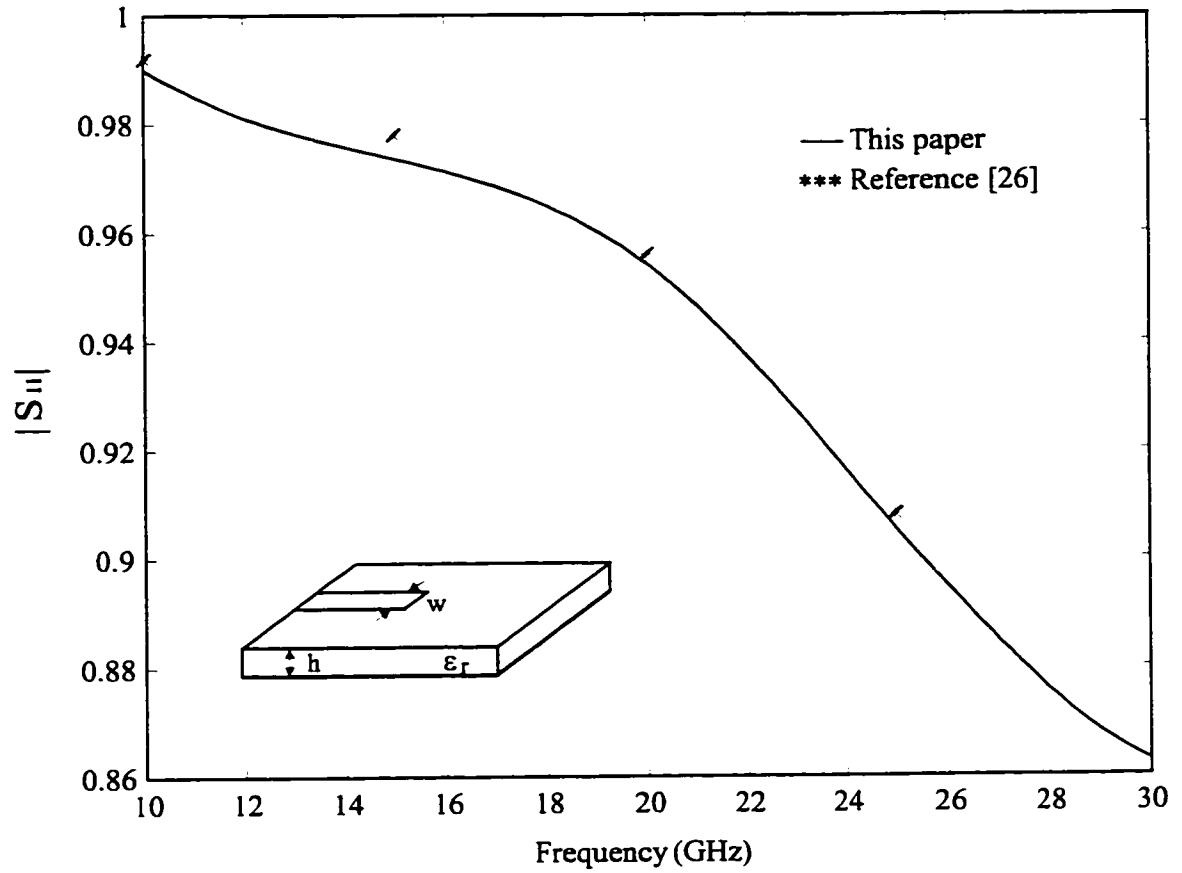


Figure 5.3: Frequency response of the reflection coefficient (power loss) of a microstrip open-end with infinite dielectric extent calculated by our algorithm and the reference [26] ($\epsilon_r = 9.9, w = h = 25\text{mil}$).

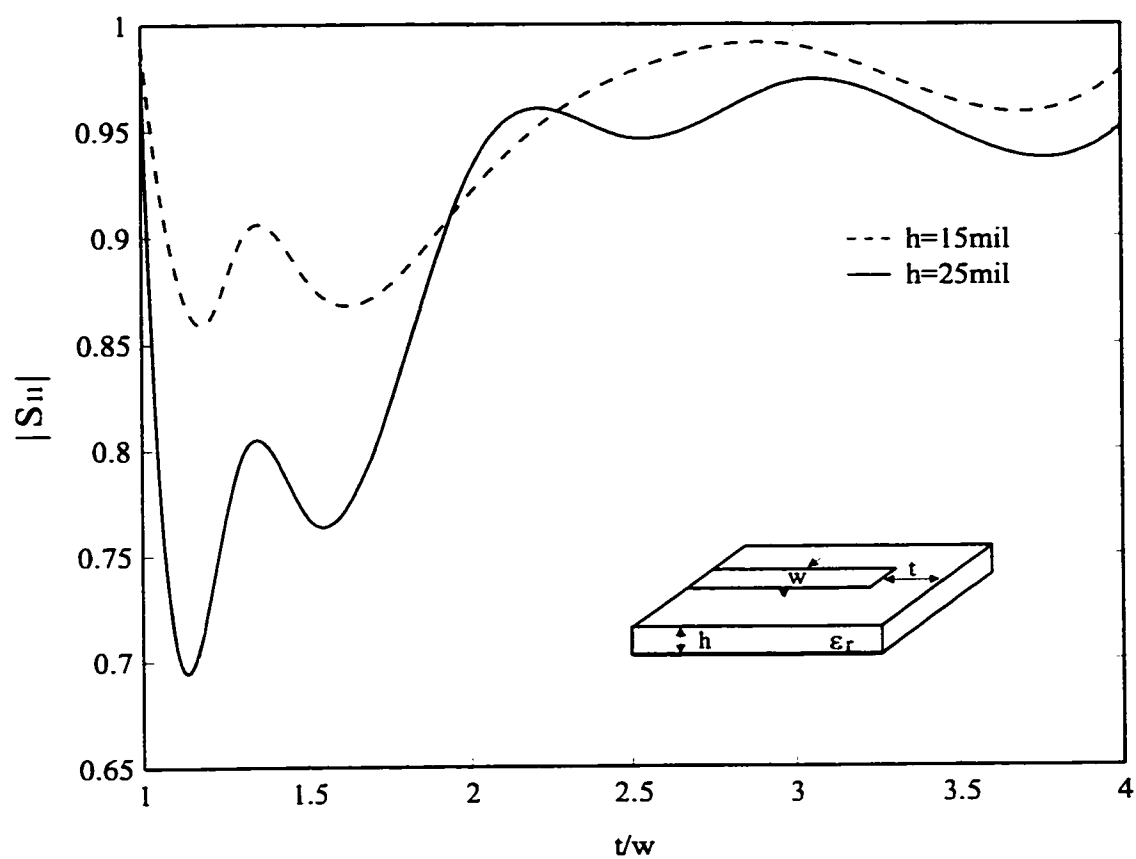


Figure 5.4: Influence of the finite dielectric extent on the reflection coefficient (power loss) of microstrip open-ends having two different heights ($\epsilon_r = 9.9, w = 25\text{mil}, f = 20\text{GHz}$).

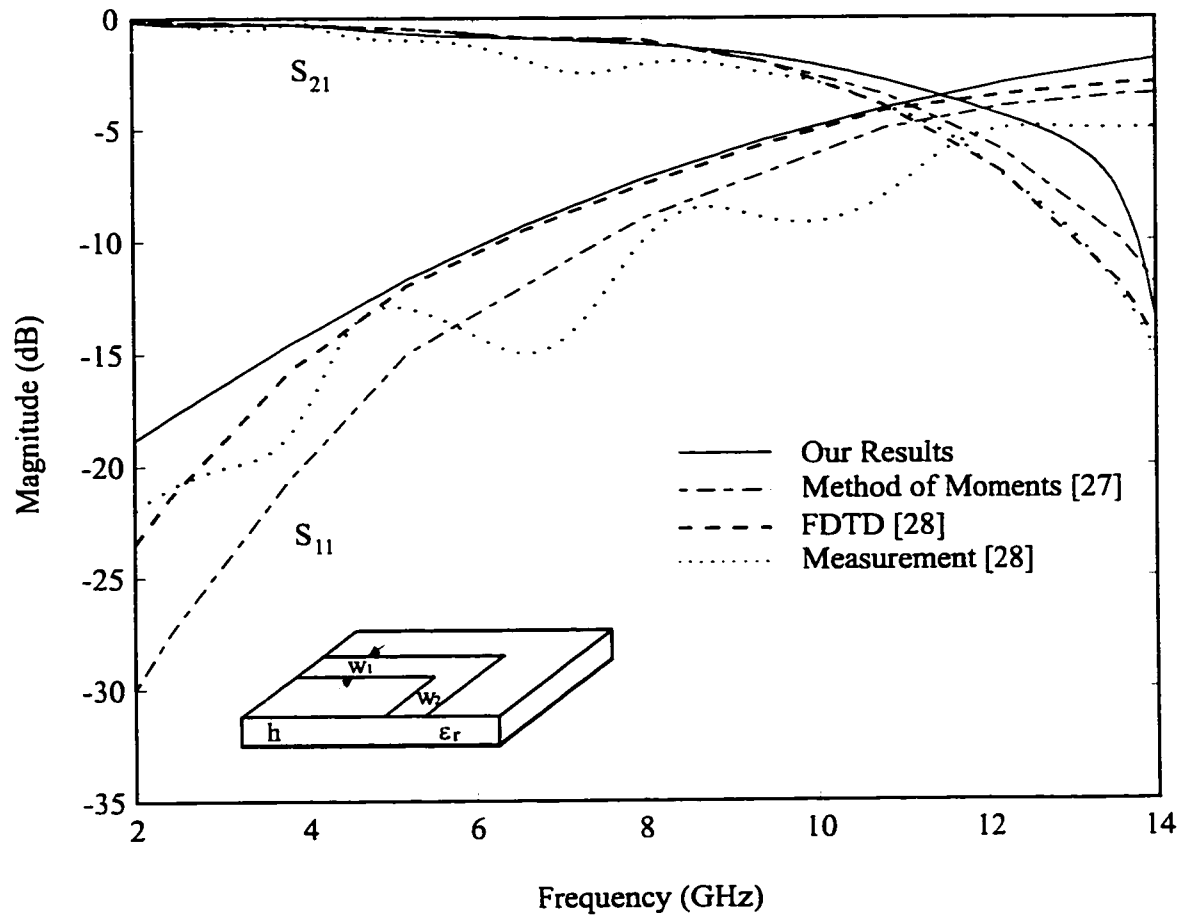


Figure 5.5: Frequency-dependent scattering characteristics of a microstrip bend deposited on an infinite dielectric substrate ($\epsilon_r = 4.5$, $w_1 = w_2 = 3.0\text{mm}$, $h = 1.6\text{mm}$).

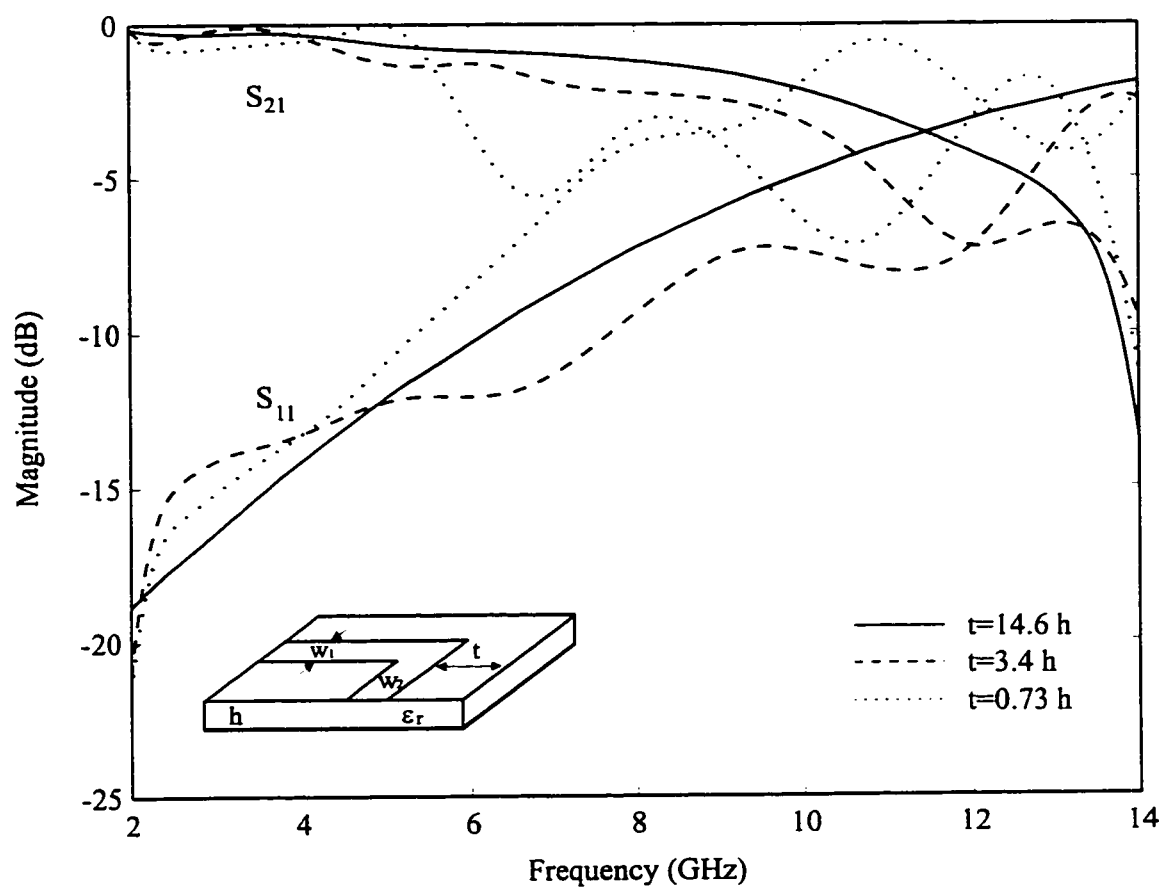


Figure 5.6: Frequency response of the scattering parameters of a microstrip bend deposited on three different finite extents of the dielectric substrate ($\epsilon_r = 4.5$, $w_1 = w_2 = 3.0\text{mm}$, $h = 1.6\text{mm}$).

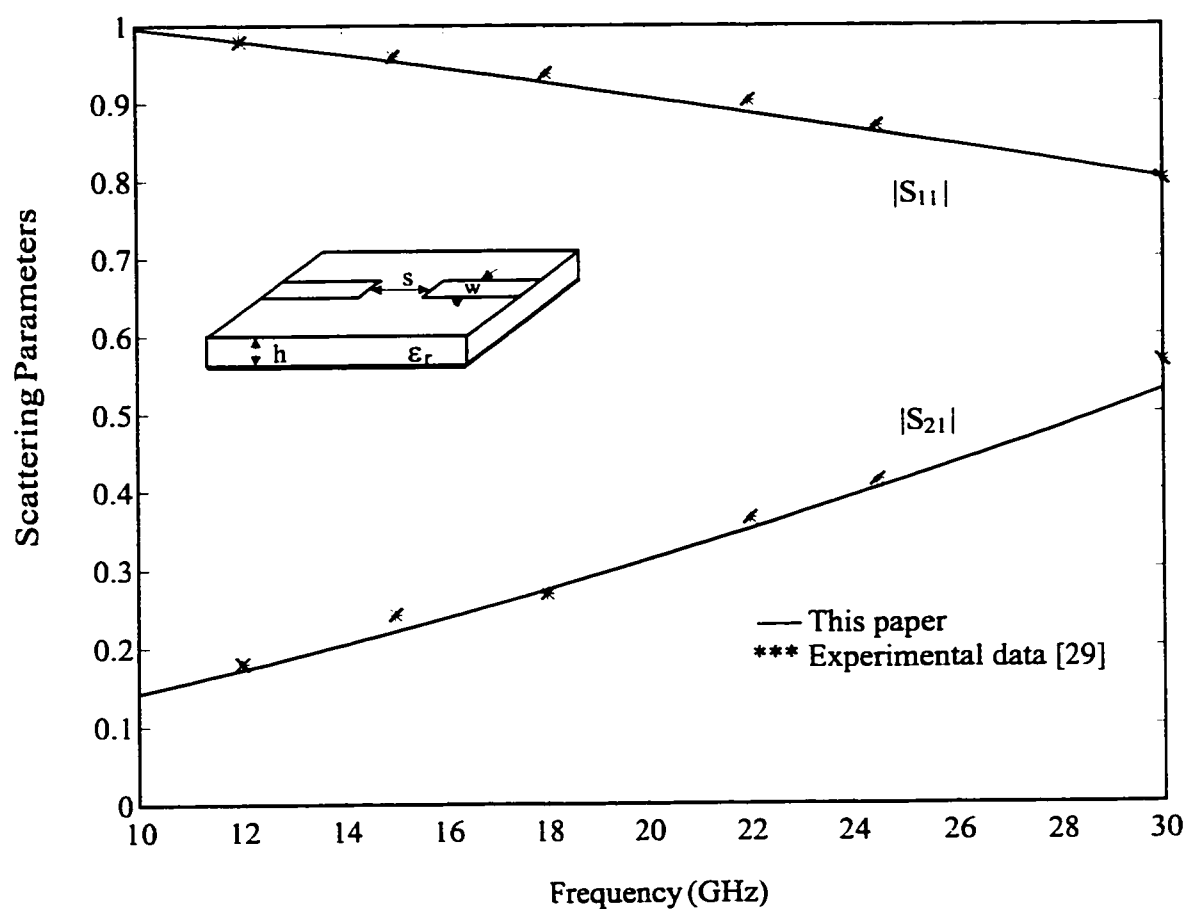


Figure 5.7: Scattering characteristics as a function of frequency for a microstrip gap discontinuity having an infinite dielectric extent ($\epsilon_r = 9.9, w = h = 25\text{mil}, s = 0.35w$).

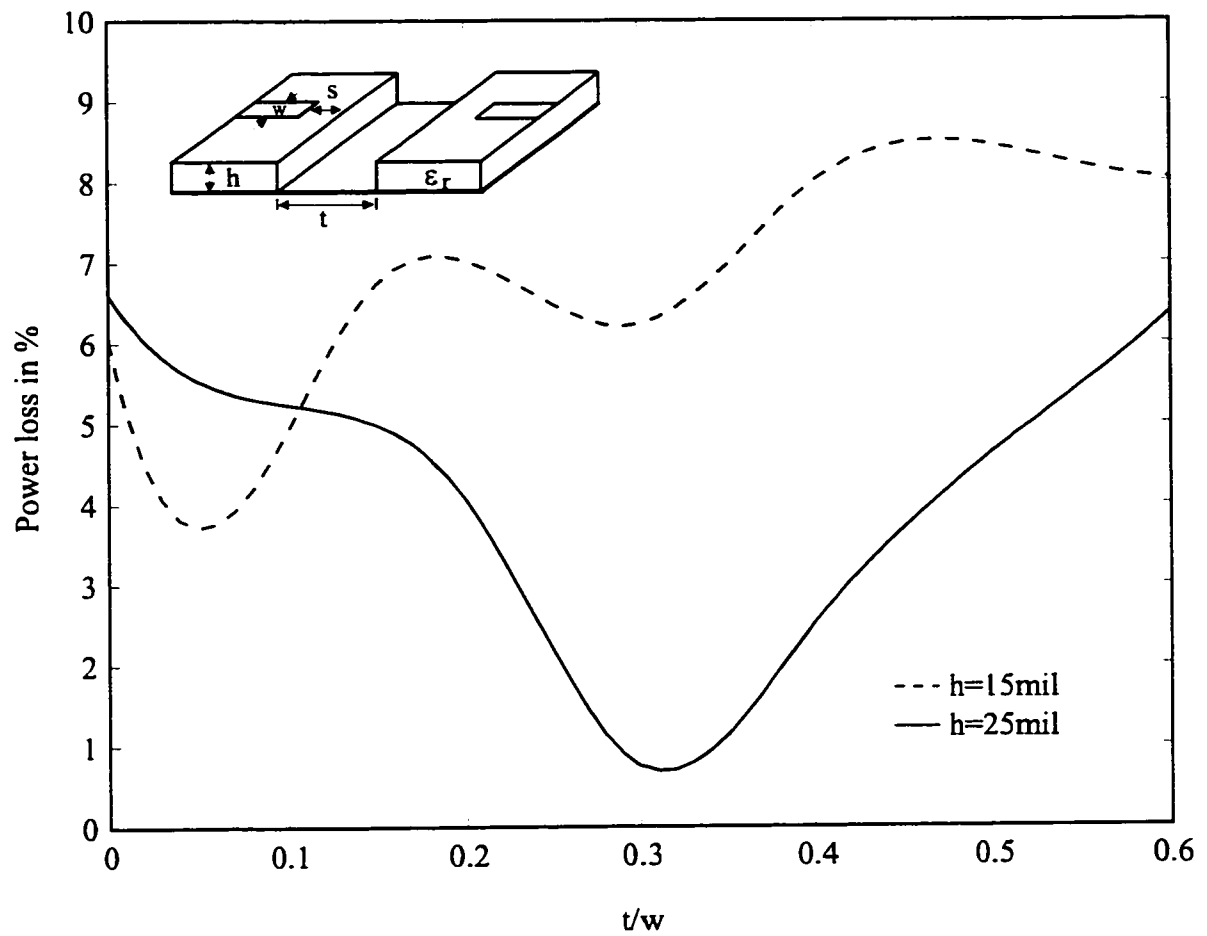


Figure 5.8: Power loss (in percentage) versus the normalized width of the notch for a microstrip gap discontinuity (chip-to-chip discontinuity) having two different heights of substrate ($\epsilon_r = 9.9, w = 25\text{mil}, s = 0.175w, f = 30\text{GHz}$).

CHAPITRE VI

SYNTHESE

La modélisation électromagnétique et la caractérisation de circuit planaires micro-rubans a été discutée dans les chapitres III, IV et V, par le moyen de trois publications éditées en langue anglaise. L'analyse dynamique est basée sur le développement de la méthode des lignes.

Dans le chapitre III, les propriétés rayonnantes de résonateur planaire, simple ou montés en réseau, ont été étudié en utilisant la méthode des ligne combinée avec une condition frontière absorbante utilisant l'approximation de Pade afin de tenir compte de toute radiation potentielle et de toute faibles pertes. Les effets de couplage mutuel et ainsi que du caractère des dimensions finies des substrats diélectriques sur la valeur complexe des fréquences de résonance ont été particulièrement examinés.

Les résultats des simulations d'une simple antenne pleine en technologie micro-ruban, indique que la partie de la fréquence de résonance est affectée de manière significative, relativement à la partie réelle, par le caractère fini du substrat ce qui suggère de plus que les caractéristiques rayonnantes risquent d'être fortement modifiées par un découpage du substrat très proche des résonateurs. Ainsi le facteur de qualité d'un résonateur en technologie micro-ruban, doit être amélioré dans le cas d'un découpage très proche du substrat par rapport à la position des métallisations. Sans la considération de pertes ohmiques ou d'autre nature, le facteur de qualité peut voir au moins sa valeur doubler, ce qui est intéressant pour le design de résonateur planaire à haut facteur de qualité.

Dans l'étude de réseau d'antennes couplées, pleines en technologie micro-ruban, deux mode distingués sous les noms de modes pair et impair, sont définis. Une correspondance permet alors l'utilisation de murs magnétiques et électriques situés sur l'axe de symétrie

des antennes pleines étudiées (antennes rectangulaires). Grâce aux simulations, il est montré que les deux modes sautent de l'un à l'autre quand les parties métalliques rectangulaires se rapprochent. La partie réelle de la fréquence de résonance pour le mode pair est plus élevée que pour le mode impair. Elles convergent l'une vers l'autre, dans une certaine gamme de distance séparant les deux antennes. Ceci est un effet réactif typique des couplages mutuels entre deux antennes rectangulaires adjacentes. En ce qui concerne la partie imaginaire des deux modes, le mode impair est plus élevé que le mode pair, signifiant que le mode impair présente un facteur Q plus faible, et par conséquent, est plus réactif. Cette caractéristique intéressante peut être utile dans le design de réseaux d'alimentation en vue d'exciter les modes appropriés dans un réseau d'antenne rectangulaires.

Pour la structure du résonateur à fréquence duale, étudié dans le chapitre III, une brèche de forme carrée est pratiquée dans un coin du rectangle métallique du résonateur, de manière à ce que les deux modes orthogonaux de résonances puissent s'exciter mutuellement l'un, et l'autre. Un filtre utilisant un tel résonateur permet l'obtention d'un couplage entre les modes orthogonaux. L'influence la taille de la brèche vis à vis des fréquences de résonance, a été examinée, ce qui apporte une contribution importante pour le design de système de communications mobiles en bande duale.

Dans le chapitre IV, une condition frontière absorbante basée sur l'introduction artificielle d'une perte, a été proposée pour être combinée avec la méthode des lignes, et ainsi fournir la possibilité de simulation de structures électromagnétiques ouvertes. Un diélectrique caractérisé par une perte sans origine physique, a été défini sur les frontières extérieures de la région étudiée, avec une permittivité complexe. ($\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$). Les résultats de la simulation indiquent que l'introduction d'un facteur artificiel de perte apporte une convergence beaucoup plus stable ainsi qu'une plus grande précision par comparaison à la seule prise en compte de la partie réelle de la permittivité, ceci dans le cas où la structure étudiée est comprise dans un très petit espace, de façon à limiter le

temps et la mémoire demandé par les calculs. Cela justifie la très grande utilité de cette condition frontière absorbante avec facteur de perte, pour améliorer l'efficacité dans le domaine des calculs numériques intensifs. Ceci est particulièrement important dans le cas des simulation de structure ouvertes en trois dimensions.

Dans le chapitre V, diverses discontinuités, en technologie micro-ruban, sont examinées grâce à l'utilisation de la méthode des lignes. Les cas de substrat de dimensions finies et de diélectriques non homogènes ont été rigoureusement considérés. Les effets dus à l'absence de limites ont été déterminés grâce à une condition frontière absorbante intégrant un facteur de perte amélioré qui est présenté dans le chapitre IV. La dépendance en fréquence des caractéristiques de réflexion a été étudiée en technologie micro-ruban aussi bien pour une ligne ouverte que pour un coude à 90° ou pour une interconnexion entre deux boîtiers dont les substrats sont différents.

Pour une structure ouverte en micro-ruban, la perte de puissance augmente avec la fréquence du fait des pertes par rayonnement ou par ondes de surface. Bien sûr, la particularité du substrat qui est tronqué peut aussi engendrer des ondes de surface compliquées, surtout pour de hautes fréquences. Les résultats des simulations indiquent que les coefficients de réflexion sont considérablement affectés par la taille du substrat, et de hautes pertes de puissance peuvent survenir dans certaines gammes de dimension du substrat. De plus les coefficients de réflexion présentent une convergence avec oscillation au fur et à mesure que la taille des substrats tend à s'élargir.

La simulation de coude en technologie micro-ruban montre aussi que les paramètres S sont sévèrement influencés par les dimensions du diélectrique. A de faibles fréquences, ces effets de limitation de la taille du substrat, sont beaucoup moins importants que dans les cas de très hautes fréquences où apparaissent des phénomènes d'oscillation en ce qui concerne les paramètre S selon la valeur des fréquences.

Des diélectriques non homogènes ont été modélisés en considérant des exemples d'interruption de lignes, ou de façon plus générale, une discontinuité de boîtier à boîtier avec changement de substrat. Il est connu qu'une interruption de ligne peut exciter des ondes de surface, et produire ainsi à des pertes indésirables de puissance. Une solution pour supprimer ces pertes par ondes de surface, est la réalisation d'une entaille dans le diélectrique entre les deux extrémités des lignes. Les résultats de la simulation montre que la largeur de l'entaille affecte le comportement des ondes de surface. Il peut donc être conclu que les ondes de surface peuvent être effectivement supprimées ou réduites par le design approprié pour ce type de discontinuité avec diélectrique non homogène.

Les modélisations électromagnétiques et les simulations suggèrent que l'analyse théorique des champs électromagnétiques et la CAD, sont très utiles dans la prédiction des performances des circuits et la prévention des pertes de puissance. Ces études sont donc essentielles au design de circuit de haute qualité.

Conclusion

Le but essentiel de ce travail est de modéliser des circuits hybrides multicouches pour les applications de circuits numériques à haute vitesse, et de circuits intégrés dans les micro-ondes ou les ondes millimétriques. La technique utilisée est la méthode des lignes.

La méthode des lignes quasi-statique s'applique surtout à l'analyse de circuits dont les dimensions transversales sont beaucoup plus petites que la longueur d'ondes. Cette méthode a été principalement utilisée dans le cas où l'épaisseur des conducteurs est négligée. Dans ce travail, on a généralisé cette technique pour étudier les effets de la métallisation sur les performances de circuits, en tenant compte de l'épaisseur du conducteur, qui peut être encastré dans un substrat de section quelconque. Quelques études sur l'extraction de la matrice de capacité de circuits multicouches multiconducteurs ont été effectuées à l'aide de la méthode des lignes quasi-statique.

Plusieurs structures ouvertes fonctionnant aux fréquences micro-ondes et millimétriques ont été analysées à l'aide de la méthode des lignes dynamique conjointement avec une nouvelle condition aux limites qui peut simuler avec plus de précision un espace ouvert. Cette nouvelle condition aux limites permet de considérer à la fois des modes en propagation ou évanescents. Dans l'analyse dynamique, des résonateurs en technologie micro-ruban ont été d'abord étudiés. Les propriétés de rayonnement incluant les effets de couplages mutuels et de substrat à dimensions finies, sur la fréquence de résonance complexe ont été soulignées. Ensuite, des discontinuités micro-ondes contenant une ligne micro-ruban ouverte, une ligne interrompue par un interstice, ou un coude ont été caractérisées en utilisant la nouvelle condition aux limites. Le substrat de largeur finie ou non-homogène pour ces structures a été caractérisé rigoureusement.

Il a été démontré, par l'analyse de différentes structures dans ce travail, que la méthode des lignes est une technique efficace pour modéliser des circuits multicouches dans les cas quasi-statique, et dynamique. Par contre, cette technique ne peut modéliser avec précision des guides micro-rubans lorsque ces derniers sont traités comme des couches diélectriques de largeur finie.

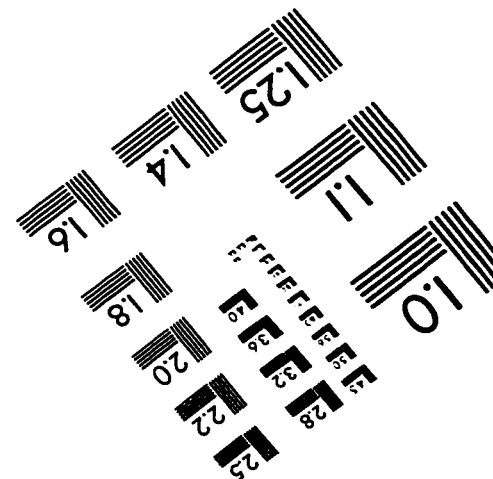
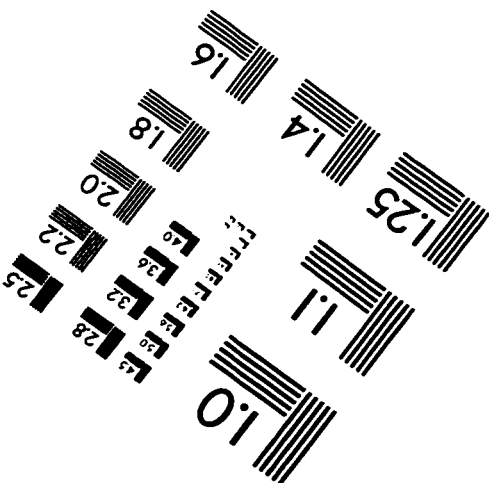
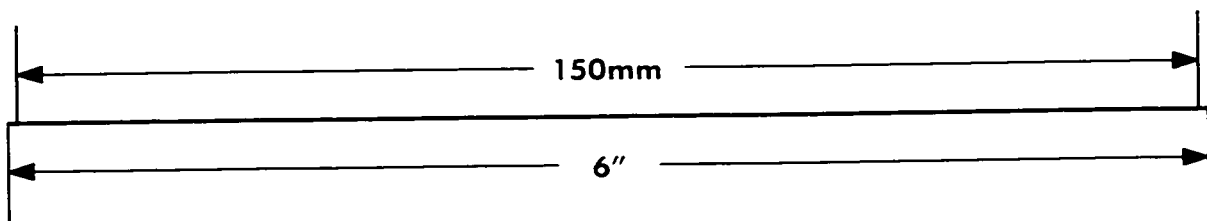
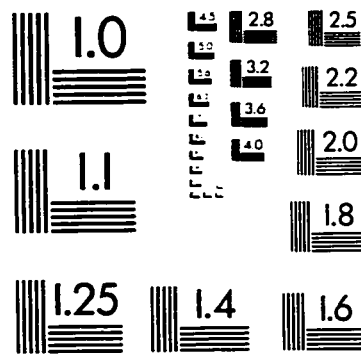
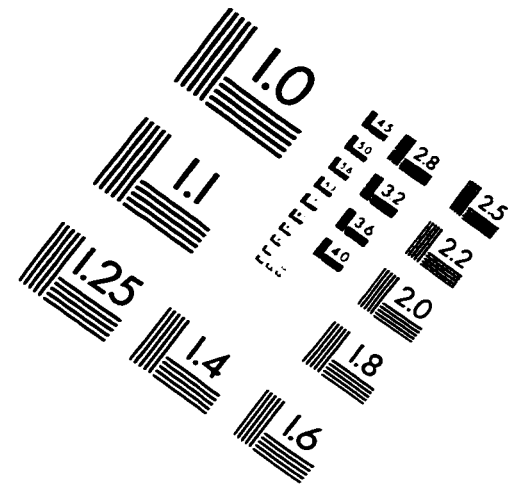
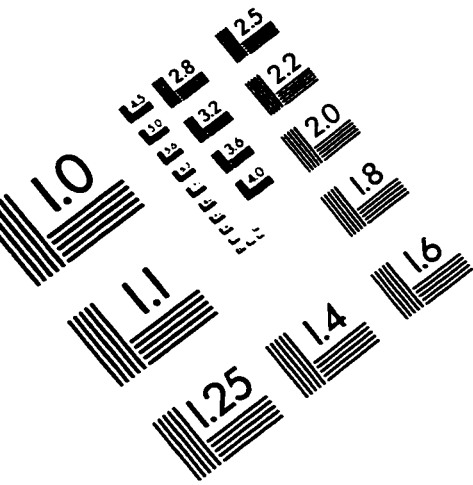
RÉFÉRENCES

- [1] PREGLA R. et PASCHER W. (1989). The method of lines. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter Wave Passive Structures*. T. Itho, New York: Willy, 381-446.
- [2] HONG Wei (1993). *The principle and Application of the Method of Lines*. (en Chinois), Université du Sud-Est.
- [3] ZEMAINIAN A.H. et TEWARSON R.P (1989 Dec.). Three-Dimensional capacitance computations for VLSI/ULSI interconnections. *IEEE Trans. on CAD*, 9, 1319-1326.
- [4] KONRAD A., CHARI M., CSENDES Z. (1982 Mar.). New Finite Element techniques for skin effect problems. *IEEE Trans. on Magnetics*, 18.
- [5] WEI C., HARRINGTON R.F., MAUTZ J.P. et SARKAR T.K. (1984 April). Multiconductor Transmission Lines in Multilayered Dielectric Media. *IEEE Trans. on Microwave Theory and technology*, 32, 439-449.
- [6] PAN G.W., WANG G., GILBERT B.K. (1992 Nov). Edge Effect Enforced Boundary Element Analysis of multilayered Transmission Lines. *IEEE Trans. on Circuits and Systems*, 39, 955-963.
- [7] Raphael User Manual, Technology Modeling Association, Sunnyvale, CA, 1995.
- [8] HONG Wei et ALL. (1996 Nov). A novel Dimension Reduction Technique for Capacitance Extraction of 3D VLSI interconnects. *IEEE ICAAD*, San Jose.
- [9] KIANG Jean-Fu (1995 Dec). Rectangular patch resonator with laminated ground plane. *IEEE Trans. on AP*, 43.
- [10] NAM S. et ITOH Tatsuo (1988 Sept). Calculation of accurate complex resonant frequency of an open microstrip resonator using the spectral domain method. *J. Electromag. Waves Appl.*, 2.
- [11] ITOH T. (1974 Nov). Analysis of microstrip resonators. *IEEE Trans. on MTT*, 22.

- [12] GANG X. (1989 Feb). On the resonant frequencies of microstrip antennas. *IEEE Trans. on AP*, 37.
- [13] DREHER Achim et PREGLA Reinhold (1993 Aug). Full-wave analysis of radiating planar resonators with the method of lines. *IEEE Trans. on MTT*, 41, 1363-1368.
- [14] SARKAR T. K., MANELA M., NARAYANAN V. et DJORDJEVIC A.R. (1990 Nov). Finite difference frequency-domain treatment of open transmission structures. *IEEE Trans. on MTT*, 38.
- [15] WU Ke, XU Yansheng et BOSISIO R.G. (1994 May). A technique for efficient analysis of planar integrated microwave circuits including segmented layers and miniature topologies. *IEEE Trans. on MTT*, 42.
- [16] JIANG Xiaohong et WU Ke, "Analysis of unbounded and bounded circuits and antennas considering finite extent and inhomogeneous dielectric", 1997 IEEE MTT-S Digest, 2, 617-620.
- [17] DREHER A. et PREGLA R. (1991 June). Analysis of planar waveguides with the method of lines and absorbing boundary conditions. *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, 1, 138-140.
- [18] BERENGER J. P. (1994 Oct). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Computational Phys.*, 114, 185-200.
- [19] ANDREW W. V., BALANIS C. A. et TIRKAS P. A. (1995 June). A comparison of the Berenger perfectly matched layer and the Lindman high-order ABC's for the FDTD method. *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, 5, 192-194.
- [20] MOORE T.G., BLASCHAK J. G., TAFLOVE A., et KRIEGSMANN G. A. (1988 Dec). Theory and application of radiation boundary operators. *IEEE, Trans. on Antennas Propagat.*, 36, 1797-1812.
- [21] CHEN Zhaoqing et GAO Baoxin (1989 Mar). Deterministic approach to full-wave analysis of discontinuities in MIC's using the method of lines. *IEEE Trans. on MTT*, 37.

- [22] CHUNG Shyh-Jong et CHRANG Tun-Ruey (1993 Sept). Full-wave analysis of discontinuities in conductor-backed coplanar waveguides using the method of lines. *IEEE Trans. on MTT*, 41.
- [23] WORM S.B.(1990 Oct). Full-wave analysis of discontinuities in planar waveguides by the method of lines using a source approach. *IEEE Trans. on MTT*, 38.
- [24] JACKSON R.W.et POZAR D.M. (1985 Oct). Full-wave analysis of microstrip open-end and gap discontinuities. *IEEE Tans. on MTT*, 33.
- [25] HORNG Tzyy-Sheng, WU Shin-Chang, YANG Hung-Yu et ALEXOPOULOS N.G. (1990 Dec). A generalized method for distinguishing between radiation and surface-wave losses in microstrip discontinuities. *IEEE Trans. on MTT*, 38.
- [26] ALEXOPOULOS N.G. et WU Shih-Chang (1994 July). Frequency-independent equivalent circuit model for microstrip open-end and gap discontinuities. *IEEE Trans. on MTT*, 42.
- [27] SERCU J., FACHE N., LIBBRECHT F. et ZUTTER D.D. (1993 Sept). Full-wave space-domain analysis of open microstrip discontinuities including the singular behavior. *IEEE Trans. on MTT*, 41.
- [28] FEIX N., LALANDE M. et JECKO B. (1992 May). Harmonic characterization of a microstrip bend via the Finite Difference Time Domain Method. *IEEE. Trans. on MTT*, 40.
- [29] DRISSI M., HANNA F .et CITERNE J. (1988).Theoretical and experimental investigations of open microstrip gap discontinuities. *Proc. European Microwave Conf*, Stockholm.
- [30] WU Ke et JIANG Xiaohong (1996 Mai). The use of absorbing boundary conditions in the method of lines. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 5.

IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc.
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved